Untersuchungen zum isothermen dreidimensionalen Vermischungsfeld in komplex gasdurchströmten Schüttungen

Doktorarbeit
zur
Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der
Abteilung für Maschinenbau
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Fritz Rodenhäuser
Ober-Ramstadt

Bochum 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0018

Untersuchungen zum isothermen dreidimensionalen Vermischungsfeld in komplex gasdurchströmten Schüttungen

Doktorarbeit
zur
Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der
Abteilung für Maschinenbau
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Fritz Rodenhäuser
Ober-Ramstadt

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Doktorarbeit eingereicht am: 14. Juni 1982
Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juli 1982
Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Kremer
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Energieanlagentechnik der Ruhr-Universität in Bochum.

Für die Anregung und wissenschaftliche Betreuung der Untersuchungen gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Kremer.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. A. Ziegler danke ich für wertvolle Hinweise und für die Übernahme des Korreferates.

Danken möchte ich auch den Mitarbeitern des Lehrstuhls, die mich durch Gespräche und praktische Hilfe sehr wirkungsvoll unterstützt haben.

INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
Formelzeichen		V
1.	Einleitung und Zielsetzung	1
2.	Literaturübersicht	5
2.1	Makroskopische Strömungsvorgänge im Festbett	5
2.1.1	Druckverlustbeziehungen und Einfluß der Packungsstruktur	5
2.1.2	Strömungsfelder in Schüttungen	8
2.1.3	Experimentelle Arbeiten	10
2.2	Bisherige Untersuchungen zum Stoffaustausch in Haufwerken	13
2.2.1	Effektive Stofftransportgrößen	13
2.2.2	Berechnungsmöglichkeiten des Vermischungsfeldes	15
3.	Impulsaustausch in komplex durchströmten Schüttungen	18
3.1	Allgemeine Grundlagen und kennzeichnende Größen der gasdurchströmten Schüttung	18
3.2	Eigenschaften der untersuchten Schüttung im Schachtofenmodell	22
3.3	Bestimmung des Druckverlustbeiwertes	25
3.3.1	Druckverlust bei axial gerichteter Strömung	25
3.3.2	Einfluß der Schüttungsgeometrie auf den Druckverlust	29

Seite

3.3.3 Druckverlusterhöhung bei geänderter Strömungsführung 30

3.4 Die Differentialgleichung der dreidimensionalen Druck- und Geschwindigkeitsverteilung 34

4. Lösungsmöglichkeiten der Impulsgleichung div (λ' grad p) = 0 und Ergebnisse der durchgeführten Berechnungen 37

4.1 Analogiebetrachtung der Gasströmung im Festbett und der Wärmeleitung in homogenen Körpern 37

4.2 Allgemeine Lösung für das eindimensionale Problem 39

4.3 Fourier-Analyse zur Berechnung des zweidimensionalen Potentialfeldes 40

4.4 Numerische Lösung für das komplex durchströmte Schüttungsvolumen 45

4.4.1 Dreidimensionale Potentialströmung (λ' = const) und Lösung mit Hilfe des Programmsystems GIF 45

4.4.2 Berechnetes Druckfeld bei einer peripheren Einspeisung und Vergleich mit Messungen in anderen Veröffentlichungen 55

4.4.3 Ergebnisse bei geänderten geometrischen und betrieblichen Parametern 59

5. Beschreibung der Versuchsanlage 65

5.1 Modulares Schachtofenmodell mit unterschiedlicher Gaszuführung 66

5.1.1 Aufbau des Festbettreaktors 66

5.1.2 Nebeneinrichtungen 69

Seite

5.2 Spurengasbeladung und Konzentrationsmessung 74

6. Bestimmung charakteristischer Größen und Versuchsdurchführung 75

6.1 Bestimmung des effektiven Kugeldurchmessers d_p und des tatsächlichen Lückengrades 75

6.2 Durchführung der Konzentrationsmessungen über komplex durchströmten Schüttungen 80

7. Darstellung des Vermischungsfeldes anhand der durchgeführten Parameterstudie und Vergleich mit den Berechnungen zum reinen Impulsaustausch 83

7.1 Komplex durchströmtes Festbett mit einer peripheren Gaszuführung 83

7.2 Auswirkungen unterschiedlicher Modellparameter auf das Vermischungsfeld der komplex durchströmten Schüttung 88

7.2.1 Schüttguteinfluß: Partikeldurchmesser d_p 89

7.2.2 Anströmungsgeometrie: Zahl der peripheren Einspeisungen 93

7.2.3 Vermischungsweglänge: Schütthöhe H 96

7.2.4 Gasaufteilung: Massenstromdichteverhältnis $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ 99

7.3 Wertung der Ergebnisse und Vergleich der Vermischungszone mit dem Gebiet des berechneten Impulsausgleiches 103

		Seite
8.	Modellierung des Stofftransports einschließlich der Diffusion im isothermen isotropen Festbett	105
	8.1 Die Differentialgleichung des Stofftransports in komplex durchströmten Schüttungen	106
	8.2 Bestimmung des Diffusionskoeffizienten der Gasströmung in Füllkörpersäulen	109
	8.3 Berechnung des zweidimensionalen Vermischungsfeldes mit dem Programm KOPF und Grenzen der Anwendung	115
	8.3.1 Herleitung der zu lösenden zweidimensionalen DGL und des Lösungsalgorithmus mit den zugehörigen Randbedingungen	115
	8.3.2 Programmerläuterung KOPF mit Ergebnissen und Grenzen der numerischen Lösung	119
9.	Zusammenfassung	123
10.	Literaturverzeichnis	126
11.	Anhang	135

Formelzeichen

a	1. Konstante der Randgängigkeit Gl. (6-2)
$a_{1,2,3}$	empirische Konstanten der allgemeinen Druckverlust-Gl. (3-13)
$a_{o,n}$	Fourier-Koeffizienten
A	Fläche
A_R	Reaktorgrundfläche ($5{,}027 \cdot 10^{-2} m^2$)
A_{ji}	Koeffizientenmatrix
b	2. Konstante der Randgängigkeit Gl. (6-2)
$b_{1,2}$	Kostanten Gl. (4-10)
b_n	Fourier-Koeffizient
B_j	Zusammenfassung der invertierten Elemente n. Gl. (4-37)
c	Konzentration
c_o	Eintrittskonzentration CH_4 des peripheren Luftstroms
$c_{1,2,3}$	Konstanten
d	Durchmesser
d_E	Durchmesser der Einspeiseöffnung
d_h	hydraulischer Durchmesser
d_P	effektiver Partikeldurchmesser
d_{Pn}	Nenndurchmesser der Partikeln
d_R	Durchmesser der Reaktorgrundfläche
D	Diffusionskoeffizient
$f_{1,2}$	Widerstandsterm n. Gl. (4-2) und (4-3)
F	Formfunktion der analytischen zweidimensionalen Potentiallösung Gl. (4-17)
$g(z)$	Hilfsfunktion
g	Konstante
G	Anzahl der Gitterpunkte pro Raumschicht (GIF)

H_E	Höhe der Einspeisung über Anströmboden
H	Schütthohe
i	Laufindex (GIF, KOPF)
I	Anzahl der durchzuführenden Iterationen
j	Laufindex (GIF)
k_D	laminarer Durchlässigkeitskoeffizient n. DARCY Gl. (3-18)
K	Anzahl der Raumschichten (GIF)
K1,2	Koeffizienten Gl. (8-14)
l	Laufindex (GIF)
m	empirischer Koeffizient Gl. (3-13)
M	Masse
M_p	Masse der Partikeln im Festbett
$\dot{M}$	Massenstrom
$\dot{M}_{s,(st)}$	Massenstrom in einem seitlichen Stutzen
$\dot{M}_p$	peripherer Massenstrom
$\dot{M}_{z,(g)}$	axialer Grundmassenstrom
$\dot{M}_{aus}$	Massenstrom am Reaktoraustritt
$\dot{m}$	Massenstromdichte $\dot{m} = \dot{M}/A$
$\dot{m}_s$	Massenstromdichte entspr. $\dot{M}_s$
$\dot{m}_p$	Massenstromdichte entspr. $\dot{M}_p$
$\dot{m}_{z,(g)}$	Massenstromdichte entspr. $\dot{M}_{z,(g)}$
$\dot{m}_{aus}$	Massenstromdichte entspr. $\dot{M}_{aus}$
$\vec{\dot{m}}$	Massenstromdichtevektor
n	Zählindex
O	benetzte Feststoffoberfläche
O_p	Oberfläche aller Partikeln
p	Druck
$p_{0,1,2}$	Randbedingungen der numerischen Lösung (GIF)

Δp	Druckdifferenz
$\hat{p}$	bezogener Druck $\hat{p} = p_{(x,y,z)}/p_{ein}$
$\Delta\hat{p}$	bezogene Druckdifferenz $\Delta\hat{p} = 1 - p_{aus}/p_{ein}$
Pe'	Peclet-Zahl des Stofftransports in der Schüttung
P_n	Punkt n im Diskretisierungsgebiet
Q	Quellterm in der Stoffbilanz
$\vec{q}$	Wärmestromdichtevektor
r	radiale Koordinate
R	Radius der Reaktorgrundfläche
R_E	Radius der Einspeiseöffnung
Re	Reynoldszahl der freien Rohrströmung
Re'	Reynoldszahl der Schüttung $Re' = \frac{d_p \cdot v_o}{\nu} \frac{1}{1-\varepsilon}$
Sc	Schmidt-Zahl
t	Zeitgröße
T	Temperatur
u	Funktionswert in der x,y-Ebene (GIF)
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor im Festbett
$\|\vec{v}\|$	Betrag des Geschwindigkeitsvektors
v_{eff}	effektive Geschwindigkeit im Rohr
$\bar{v}$	mittlere Geschwindigkeit in der Schüttung Gl. (3-7)
v_o	Leerrohrgeschwindigkeit $v_o = \dot{V}/A_R$
V	Volumen
V_R	Reaktorvolumen
V_P	Volumen des Feststoffes
$\dot{V}$	Volumenstrom
w	Strömungsgeschwindigkeit
w_o	mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der Mehrfachsonde
w_m	gemessene Anströmgeschwindigkeit

x	Koordinate (tangential)
y	Koordinate (radial)
z	Koordinate (axial)
$\hat{z}$	bezogene Koordinate $\hat{z} = z/H$

α_{0-5}	Koeffizienten des Polynomansatzes im lokalen System
β	Elemente der inversen Matrix A_{ji}^{-1}
δ	radialer Wandabstand
ϵ	Lückengrad oder Porosität
ϵ_o	theoretischer Lückengrad der Kugelschüttung
ϵ_b	Porosität der bewegten Schüttung (Wanderbett)
$\bar{\epsilon}$	mittlerer Lückengrad n. Gl. (3-2) oder (3-3)
η	dynamische Viskosität des Fluids
λ_{WL}	Temperaturleitfähigkeit
λ'	skalares Feld der "Impulsleitfähigkeit" in Schüttungen
λ^*	skalare Größe als Funktion von $\|\text{grad } p\|$
ν	kinematische Viskosität des Fluids
ξ	lokale Koordinate
ρ	Dichte des Fluids
ρ_P	Dichte der Partikeln
$\sigma_{1,2}$	Porositätsterme
φ	Winkelkoordinate
χ	lokale Koordinate
ϕ	Druckverlustbeiwert
ϕ'	Druckverlustbeiwert der axial durchströmten Schüttung

Allgemeine Indizes

E	Einspeisung
P	Partikel
R	Reaktor
p	peripherer Strom
s	Stutzen
z	zentraler (axialer) Grundstrom
o	vor der Schüttung

Operatoren

grad	Gradient
div	Divergenz
∇	Nabla-Operator
∂	Differential

1. Einleitung und Zielsetzung

Diskret disperse Systeme werden zur Lösung technischer Probleme in vielen Industriezweigen eingesetzt und einen wesentlichen Teil davon nehmen die gasdurchströmten Schüttungen und Haufwerke ein. So ist der Einsatz von Füllkörpersäulen bzw. Festbettreaktoren als wichtigste Anlagenkomponente bei den verschiedensten Prozessen der Verfahrenstechnik (z.B. Ab- und Desorption, Gasreinigung, katalytische Reaktionsführung) üblich. Daneben sind zahlreiche Anwendungen in der Energie- und Hochtemperaturtechnik bekannt. Weit verbreitet sind insbesondere die diversen Bauarten von Hoch- und Schachtöfen in der Hüttentechnik und der Grundstoffindustrie (z.B. Kupolofen, Kalkbranntofen bei der Kalkherstellung [1]), die als ein- oder mehrphasig durchströmte Haufwerke aufzufassen sind. Aus dem Bereich der Energietechnik sind zu erwähnen die Festbettgaserzeuger zur Kohlevergasung, die Kühlkammer der Kokstrockenkühlung [2, 3] und als neueste technische Entwicklung der nukleare Hochtemperaturreaktor mit kugelförmigen Brennelementen [4]. Aber auch Anlagenteile der Wärmepufferung und eine große Zahl von Wärmeregeneratoren arbeiten als gasdurchströmte Schüttung.

Grundsätzlich sind zur Auslegung derartiger Anlagen genaue Kenntnisse der ablaufenden Vorgänge erwünscht. Um die technisch realen Prozesse richtig beschreiben zu können, müßten die Gesetzmäßigkeiten des gekoppelten Impuls-, Wärme- und Stoffaustausches unter Einbeziehung möglicher chemischer Reaktionen und Phasenänderungen bekannt sein. Für dieses äußerst umfangreiche Gebiet läßt sich keine zusammenhängende Berechnung angeben. Um den Aufwand an halbtechnischen Versuchen bzw. Pilotanlagen möglichst klein zu halten, werden zumindest für die konstruktive Planung zuverlässige Berechnungsmethoden für Teilprobleme benötigt. Stellvertretend für ähnliche Anlagenkomponenten ist in Abb. 1.1 das Schema eines Kalkofenausschnittes mit Zentral-

und Seitenbrennern nach OLSCHEWSKI und GRIMM [5] gezeigt. Diese Betriebsweise wurde erprobt, um eine gleichmäßigere und kostengünstigere Aufheizung der Kalkschüttung bei großen Anlagen zu erzielen [6 bis 9].

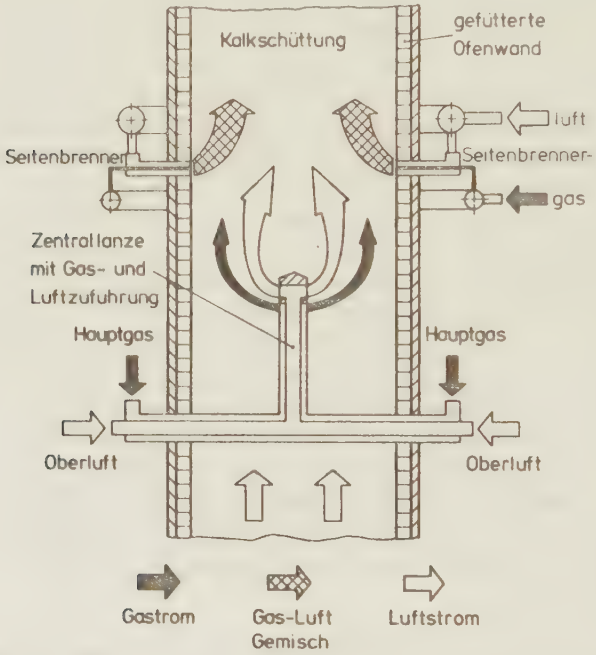


Abb. 1.1: Schema eines Kalkofenausschnittes mit Zentral- und Seitenbrennern n. OLSCHEWSKI und GRIMM [5]

Der gesamte Kalkschachtofen läßt sich bei der gezeigten Gas- und Luftführung in unterschiedliche Abschnitte einteilen. An den unteren, rein axial durchströmten Bereich schließt sich in Höhe der Zentrallanze ein komplex durchströmtes Festbett an, denn hier kommt es zu einem starken Durchmischen und Verdrängen durch das Einblasen von Hauptgas und Oberluft durch die Zentrallanze und des vorgemischem Gases durch

die peripher angeordneten Brenner. In der Kalkschüttung über der Seitenbrennerebene wird sich aufgrund des Impuls- und Stoffaustausches das eigentliche Vermischungsfeld anschließen. Es stellt sich die Frage, welche Bedingungen erforderlich sind, um einen möglichst schnellen Ausgleich (d.h. homogener Fluiddurchsatz) zu erreichen. So interessiert der Verlauf der Gasströmung bzw. beim Zusammentreffen verschiedener Teilgasströme deren Vermischung in der Schüttung.

Zielsetzung dieser Arbeit ist es daher, das dreidimensionale Vermischungsfeld einer solchen Festbettschüttung zu untersuchen, um ausgehend vom Wissen über die axiale Durchströmung Aussagen über die Transportvorgänge in komplex durchströmten Festbettsystemen treffen zu können.
Der Schwerpunkt liegt dabei auf den experimentellen Untersuchungen an einer zu entwickelnden Versuchsanlage "Komplex durchströmtes Festbett" im halbtechnischen Maßstab. Um eine breite Übertragbarkeit zu ermöglichen, muß das Schachtofenmodell modular aufgebaut sein, um sich den unterschiedlichen Anforderungen anpassen zu können und so die Auswirkungen betrieblicher und geometrischer Parameter auf den Vermischungsvorgang zu bestimmen.

Die Ergebnisse der experimentellen Arbeiten sollen anhand einer Parameterstudie so erläutert werden, daß sie als grundlegende Hinweise die Anlagenplanung unterstützen können und mögliche Veränderungen bei Betriebsstörungen abzuschätzen sind. Insbesondere gilt dies für die Variation von Höhen- zu Durchmesser-Verhältnis, geometrische Anordnung, Gasaufteilung und Füllkörpergröße hinsichtlich Eindringform und -tiefe.

Im theoretischen Teil der Arbeit soll versucht werden, ein Berechnungsverfahren für das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld der Gasströmung zu entwickeln. Es sind die bekannten Gleichungen des allgemeinen Impulsaustausches in gasdurchströmten Schüttungen so zu verifizieren, daß der

numerische Lösungsalgorithmus für die entstehende partielle elliptische Differentialgleichung eine einfache Struktur besitzt und eine Abschätzung des Geschwindigkeitsfeldes bei unterschiedlichen Randbedingungen in kurzer Zeit ermöglicht. Die berechneten Geschwindigkeitsfelder sind mit dem experimentell ermittelten Vermischungsgebiet zu vergleichen und zu werten. Da für den Mischungsvorgang der Stofftransport eine wesentliche Rolle spielt, sollen erste Näherungen aufgezeigt werden, das Vermischungsfeld numerisch zu berechnen. Dabei kann von den Ergebnissen des Computerprogramms zum Impulsaustausch ausgegangen werden.

Mit dieser Arbeit wird angestrebt, das grundsätzliche Betriebsverhalten von komplex durchströmten Festbettsystemen besser vorhersagen zu können und mit Hilfe entsprechender Rechenprogramme erste Näherungslösungen zu erhalten. Aufgrund der vielschichtigen Problematik kann nicht erwartet werden, daß alle aufgeworfenen Fragen abschließend zu beantworten sind. Vielmehr muß die Untersuchung auch Hinweise auf weitere wissenschaftliche Arbeiten liefern.

2. Literaturübersicht

Die prinzipiellen und phänomenologischen Aspekte, die den Modellvorstellungen zum Stofftransport in porösen Systemen zugrunde liegen, sind z.B. bei BRAUER [10], GRASSMANN [11] oder KRISCHER [12] erläutert. Die neueren Arbeiten der verschiedenen Teilbereiche werden zusammenfassend von KREMER und RODENHÄUSER [13] für den Impuls- und Stoffaustausch und unter anderem von BALAKRISHNAN und PEI [14, 15] für den Wärmetransport in gasdurchströmten Schüttungen behandelt. Mehrere Arbeiten beschäftigen sich mit den Grundlagen des Wärmeübergangs in Haufwerken. Die Wärmeleitung wird z.B. von BAUER und SCHLÜNDER in [16]und in [17] behandelt. Von GNIELINSKI [18] werden Berechnungsmöglichkeiten des Wärme- und Stofftransports zwischen Partikel und Fluid angegeben. VORTMEYER [19] berichtet über den Wärmetransport durch Strahlung in Schüttungen, während JESCHAR [20] auf technische Probleme des Festbettes eines Hochofens eingeht.

Die große Zahl von Veröffentlichungen zur Thematik des gasdurchströmten Festbettes machte eine umfassendere Sichtung notwendig. Dabei war es erforderlich, eine Unterteilung in einzelne Abschnitte vorzunehmen, da aufgrund der gestellten Zielsetzung neben dem Strömungsverhalten speziell der Vermischungsvorgang von Teilgasströmen zu untersuchen war.

2.1 Makroskopische Strömungsvorgänge im Festbett

2.1.1 Druckverlustbeziehungen und Einfluß der Packungsstruktur

Strömungsvorgänge in dispersen Feststoffsystemen sind nur bedingt mit der Strömung von Fluiden in freien Rohr- oder Kanalquerschnitten zu vergleichen. Insbesondere der Strömungswiderstand unterscheidet sich wesentlich. Er ist um

Größenordnungen höher als im Leerrohr und für viele Anwendungsfälle vom Schachtdurchmesser d_R unabhängig. Ebenso wird das normale Geschwindigkeitsprofil des Leerrohres zu einem quasi Rechteckprofil entarten. Daher beschäftigte man sich schon frühzeitig mit der Bestimmung eines Druckverlust- oder Widerstandsbeiwertes ϕ' für das Füllkörperrohr in Anlehnung an den Widerstandsbeiwert ϕ des technisch rauhen Leerrohres.

Von ERGUN [21] wurden dazu die ersten umfangreicheren Untersuchungen durchgeführt. Er unterteilte den gesamten Druckverlust in einen turbulenten und einen laminaren Anteil. Die Messungen wurden an gebrochenem Gut durchgeführt. Die Reynoldszahl Re' konnte zwischen 6 und 150 variiert werden. Durch den Vergleich mit weiteren Messungen konnte er seine Gleichung bis zu Re' $\approx$ 1000 überprüfen. Dabei ergab sich für den Widerstandsbeiwert ϕ' ab Re' = 1000 ein konstanter Wert von 1,75.

Für Reynoldszahlen bis 2500 wurde eine Beziehung zwischen ϕ' und der Reynoldszahl Re' von BRAUER [22] entwickelt, die auch bei hohem Fluiddurchsatz keinen konstanten Druckverlustbeiwert ermittelt. Die Versuche wurden mit Füllkörpersäulen aus Raschigringen durchgeführt. Diese Beziehung konnte von JESCHAR [23] für Gleichkornschüttungen bestätigt werden. Darüber hinaus wurde ihre prinzipielle Anwendungsmöglichkeit auch auf gemischte Mehrkornschüttungen nachgewiesen. Für das Gebiet höherer Reynoldszahlen ($4 \cdot 10^2 \leq$ Re' $\leq 10^5$) wurde von BARTHELS [24] eine Beziehung für den ϕ'-Wert angegeben, die für Lückenvolumen von 0,26 bis 0,48 gilt. Im turbulenten Bereich ergab sich eine Abweichung von 6 % zu der Gl. nach BRAUER. In neuester Zeit wurde von ACHENBACH [25, 26] die Gültigkeit einer Druckverlustbeziehung bis zu Re' = $5 \cdot 10^5$ experimentell nachgewiesen. Für Re' > 10^5 scheint der Widerstandsbeiwert einen konstanten Wert anzunehmen.

Die Kennnzeichnung der Schüttung aus unregelmäßigen Partikeln und die Messung des Druckverlustes solcher Schüttsäulen wurde von POLTHIER [27] vorgenommen. Dazu wurde ein repräsentativer Partikeldurchmesser so definiert, daß die bekannten Gleichungen benutzt werden konnten.

Ein Vergleich der Druckverlustbeziehungen $\phi' = f(Re')$ zeigt, daß die Gleichung nach ERGUN für die laminare Durchströmung und bis in den Bereich der turbulenten Strömung für eine große Zahl von Fällen genügend genaue Widerstandsbeiwerte liefert. Durch den einfachen Aufbau ist sie sehr anwendungsfreundlich. Die Gleichung nach ACHENBACH ist im vollturbulenten Bereich anzuwenden, berechnet aber schon im unteren Übergangsbereich zu hohe ϕ'-Werte. Über den gesamten Bereich läßt sich mit der Gleichung nach BRAUER eine gute Näherung erreichen.

Weitere Beziehungen und Analysen sind in [28] und [29] enthalten.

Werden Festbettsysteme mit kontinuierlicher Beschickung betrieben, so spricht man von Wanderbetten. Obwohl sie sich quasi zumindest abschnittsweise als ruhende gasdurchströmte Schüttung betrachten lassen, wurde von TAKAHASCHI und YANAI [30] das Geschwindigkeitsprofil und die Porositätsverteilung des Feststoffes untersucht. Der in bewegten Schüttungen entstehende Druckverlust wurde von EHLERT [31] an einem halbtechnischen Hochofenmodell gemessen. Er konnte die Schüttgüter hinsichtlich des Verhaltens in der bewegten Schüttung in drei Gruppen unterteilen: Partikeln mit ebenen Flächen erhöhen den Druckverlust des durchströmenden Gases ($\varepsilon_b < \varepsilon$), Partikeln mit runden Formen und glatter Oberfläche verändern im allgemeinen den Druckverlust nicht ($\varepsilon_b \sim \varepsilon$) und bei Schüttgütern mit sehr rauher Oberfläche und unregelmäßiger Form (z.B. Kalkstein) wird der Druckverlust geringer ($\varepsilon_b > \varepsilon$). Untersuchungen zu einem sehr ähnlichen Problem wurden von TELLER und WOELK [32] durchgeführt. Der Formeinfluß der

Partikeln auf den Strömungswiderstand von Schüttungen wurden auch in [33] und von LUTHER et. al. [34] beschrieben und Folgerungen für den praktischen Betrieb von Festbettreaktoren gezogen. Von BREDEHÖFT ([35] und [36]) wurde neben dem "trockenen" Festbett auch der Druckverlust der berieselten Füllkörpersäule untersucht.

Einen maßgeblichen Einfluß auf den Druckverlust hat die Packungsstruktur und damit der Lückengrad ε. Entsprechend zahlreich sind die Veröffentlichungen auf diesem Gebiet. Neben den Untersuchungen zur Randgängigkeit der Strömung ist hier speziell die Arbeit von SONNTAG [37] zu nennen. Er machte unter anderem Angaben über das mittlere Lückenvolumen bei verschiedenen Verhältnissen des Partikeldurchmessers d_p zum Reaktordurchmesser d_R. Auch GUPTE [38] beschäftigte sich mit der Abhängigkeit der Widerstandszahl von der Porosität im Bereich $0{,}35 \leq \varepsilon \leq 0{,}7$. Die gemessenen Reynoldszahlen bewegten sich zwischen 10^{-2} und 10^{2}; also hauptsächlich im laminaren Gebiet. Von GOTOH et. al. [39] wurden Daten über die Struktur einer Zufallsschüttung mit Hilfe eines Computerprogramms errechnet.

2.1.2 Strömungsfelder in Schüttungen

Ausgehend von den früheren theoretischen Arbeiten zum Strömungsvorgang in porösen Medien (z.B. DARCY-Filtergesetz, Annahme von DEPUIT-FORCHHEIMER) wurde in den letzten Jahren vermehrt der Versuch unternommen, eine mehrdimensionale Berechnung der Strömungsverteilung durchzuführen. WHITACKER [40] entwickelte für die Strömung durch eine anisotrope Schüttung die Bewegungsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung. Dabei geht er von einem Kontrollvolumen aus, das im Vergleich zum Gesamtsystem klein ist, aber gegenüber dem charakteristischen Lückenvolumen sehr groß sein soll. Das führt zur makroskopischen Betrachtungsweise. Seine grundlegenden theoretischen Untersuchungen basieren auf dem

Gesetz von DARCY und gelten daher nur für die ausgeprägt laminare Durchströmung der Schüttung.

Von BHATTACHARYYA und PEI [41] wird der Ansatz von WHITACKER erweitert. Der Widerstandsterm in den Bewegungsgleichungen wird nach DARCY gebildet. Dazu kommt ein Glied für die Zähigkeitskräfte, die insbesonders in unmittelbarer Wandnähe eine entscheidende Rolle spielen sollen. Damit konnte eine umfassende Variation des Verhältnisses Schütthöhe H zu Reaktordurchmesser d_R erarbeitet und eine Darstellung der resultierenden Randgängigkeit gegeben werden.

Mit Hilfe der Analogie zur Wärmeleitung gelang LÜTZKE [42] die erste komplette dreidimensionale Berechnung eines axial durchströmten Festbettes mit einer seitlichen Einspeisung. Die Untersuchungen schlossen die turbulente Durchströmung ein. Dabei mußte allerdings die "Impulsleitfähigkeit" λ' im gesamten System als konstant vorausgesetzt werden. Dies ist in der direkten Umgebung der Einspeisestelle nur in erster Näherung zulässig.

In den Arbeiten von RADESTOCK [43 bis 45] wurde der Nachweis erbracht, daß beim Aufstellen der Bewegungsgleichung die Trägheitskräfte der Hauptströmung zu vernachlässigen sind. Das Kräftegleichgewicht einer Strömung in einer isotropen Schüttung ist nach diesen Untersuchungen nur mit den Druck- und Reibungskräften zu bilden. Die Berechnungen wurden für einen zylindrischen Reaktor mit radialem Gaseintritt durchgeführt. Es wurde gezeigt, daß die Strömung durch Schüttungen qualitativ ähnlich wie die Potentialströmung verläuft.

STANEK und SZEKELY stellen in den Veröffentlichungen [46, 47] eine genaue Herleitung der Bewegungsgleichung vor, wie das auch schon bei Radestock erfolgte. Es wurde eine vektorielle Form der Druckverlustbeziehung nach ERGUN benutzt und die Ergebnisse an einem zweidimensionalen Festbett mit zwei

unterschiedlichen Lückengraden erläutert. In der Arbeit von CHOUDHARY et. al. [48] wird auf die Notwendigkeit eingegangen, den vektoriellen Ansatz zu übernehmen. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß für die Mehrzahl der Festbettreaktoren eine erste Berechnung auch nach der Potentialtheorie erfolgen kann. Lediglich in Störgebieten (z.B. geschichtetes Bett, großer Druckgradient) ist der wesentlich größere Rechenaufwand für die vollständige vektorielle Lösung notwendig.

In der Arbeit von CHANDRASEKHARA und VORTMEYER [49] wird der Versuch unternommen, die Einflüsse der Wandreibung auf die Strömung mit in der Bewegungsgleichung zu berücksichtigen. Es wird ein Reibungsterm dem vektoriellen Ansatz von ERGUN hinzugefügt. Damit gelingt es, die eindimensionale Strömung zu berechnen. Die Randgängigkeit kann wie bei [41] nachgewiesen werden.

Trotz der Vielzahl der vorgestellten Beschreibungen für den Strömungsvorgang in Schüttungen kann kein Modell direkt auf den der Zielsetzung entsprechenden Fall angewandt werden. Die Forderung nach einer vollständigen dreidimensionalen Lösung wurde bisher nur bei einer peripheren Einspeisung erfüllt. Eine Erweiterung auf ausgeführte technische Konfiguration ist damit noch nicht möglich. Wie einige Arbeiten [43, 45, 47] und insbesondere [48] zeigen, ist es trotz eines systematischen Fehlers zulässig, für eine qualitative Beschreibung die örtliche Abhängigkeit der Impulsleitfähigkeit unberücksichtigt zu lassen. Für die genaue Berechnung muß der vektorielle Ansatz der Druckverlustgleichung herangezogen werden. Auf diese Weise werden die Rechenprogramme allerdings sehr kompliziert und die Rechenzeit steigt stark an.

2.1.3 Experimentelle Arbeiten

Neben den theoretischen Arbeiten beschäftigen sich einige

Veröffentlichungen mit der experimentellen Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung des Gases über oder in Schüttungen. Die ersten Messungen wurden von SCHWARTZ und SMITH [50] vorgestellt. Sie benutzten 5 Hitzdrahtanemometer, die sich auf Kreisbahnen über dem Festbett bewegen ließen und stellten fest, daß ein Maximum der axialen Hauptgeschwindigkeit bei einem Wandabstand von einem Partikeldurchmesser auftritt. Es kann 30 bis 100 % größer sein als die mittlere Geschwindigkeit in wandfernen Gebieten. Bei NEWELL und STANDISH [51] konnte die Randgängigkeit für ein rechteckiges Bett nachgewiesen werden. Zusätzlich wurde bei Mehrkornschüttungen eine Erhöhung der Geschwindigkeit in der Reaktormitte gegenüber der Gleichkornschüttung gemessen. Dieser Effekt wird auf ein größeres Lückenvolumen (Entmischung) zurückgeführt. Die Messungen erfolgten in einem Gleichrichter mit Hilfe eines Pitotrohres und waren nur bedingt reproduzierbar. Die experimentellen Untersuchungen von SCHERTZ und BISCHOFF [52] mit einem eigens entwickelten Ringanemometer ergaben eine Beeinflussung des Strömungsprofils über der Schüttgutoberfläche durch ein nichtisothermes Festbett. Die Überhöhung in Wandnähe soll danach deutlicher werden, wenn ein Temperaturgradient vorliegt und der Kernbereich wärmer als die Randzone ist.

In einer neueren Arbeit - SCHUSTER und VORTMEYER [53] - kommen die Autoren zu dem Schluß, daß die Strömung in der Schüttung ein Maximum besitzt, welches viel dichter an der Wand liegt als diejenigen Maxima, die oberhalb der Schüttung im freien Schachtquerschnitt gemessen werden. Für die Versuche wurde ein rechteckiges Festbett eingesetzt und die Geschwindigkeit oberhalb der Schüttung mit einem Laser-Doppler-Anemometer bestimmt. Die Autoren weisen darauf hin, daß prinzipiell die verwendete Meßmethode einen großen Einfluß auf das Meßergebnis hat. Diese Schwierigkeit der Geschwindigkeitsmessung über dem Festbett wird auch in anderen Beiträgen [54] und [55] angesprochen. Da die letzten Schichten des Schüttgutes der Gasströmung beim Austritt

aus dem Festbett ein extrem turbulentes Profil aufprägen, ist nach Aussage von LEROU und FROMENT [55] die Geschwindigkeitsmessung über der Schüttgutoberfläche grundsätzlich nicht repräsentativ für die Strömung im Haufwerk. Dies gilt auch, wenn die zeitlichen Schwankungsgrößen mit Hilfe einer Integrationszeiteinrichtung gemittelt werden.

Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, sind über einer regulären Packungsstruktur Versuche durchgeführt worden [56]. Dabei wurde ein Hitzdrahtanemometer benutzt. Ähnliche Untersuchungen enthält die Arbeit von JOHNSTON [57] für Messungen mit einem Laser-Doppler-Anemometer. Die Ergebnisse lassen sich jedoch nicht auf die Verhältnisse der stochastischen Schüttung übertragen.

Die Probleme bei der Geschwindigkeitsbestimmung über dem Bett führten dazu, auch andere Verfahren zur Messung der Gasströme in der Schüttung zu untersuchen. Von BRANDES et. al. [58] wird ein elektrochemisches Verfahren benutzt, um eine Aussage über den Massetransport im Haufwerk zu erhalten. Bei CARPENTER und TURNER [59] wird die örtliche Massenstromdichte im Festbett durch die Sublimation der in der Packung enthaltenen Naphtalin-Kugeln ermittelt. Das Verfahren führt zu erstaunlich guten Ergebnissen, ist aber mit einem hohen Arbeitsaufwand für die Versuchsdurchführung verbunden.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die experimentelle Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung in gasdurchströmten Festbetten nur bedingt möglich ist (vergl. [13]) und sich die Meßergebnisse nicht ohne beträchtliche Einschränkungen verallgemeinern lassen. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit darauf verzichtet. Eventuell verbesserte Meßverfahren bleiben zukünftigen Untersuchungen vorbehalten.

2.2 Bisherige Untersuchungen zum Stoffaustausch in Haufwerken

Der Stofftransport in gasdurchströmten Schüttungen technischer Anlagen wird von turbulenten Vermischungseffekten und der Diffusion bestimmt. Diese Vorgänge und der Wärmetransport im turbulenten Medium innerhalb der Zwischenräume eines Haufwerkes werden von den gleichen Differentialgleichungstypen beschrieben. Wie z.B. KREMER und LÜTZKE [60] berichten, ist es möglich, Ergebnisse des Wärmetransports unter Berücksichtigung bestimmter Bedingungen auf den Stofftransport zu übertragen. Dazu wurde eine große Zahl von Arbeiten veröffentlicht. Einen Überblick geben die Berichte [14, 15, 61, 62]. Eine spezielle Untersuchung zur Mischung kalter und warmer Gasströme in einer Füllkörpersäule wurde von GLASER [63] vorgestellt.

2.2.1 Effektive Stofftransportgrößen

Die grundlegenden Untersuchungen zur Ermittlung der effektiven Transportgrößen für die radiale Stoffausbreitung in axial durchströmten ruhenden Schüttungen sind die Arbeiten von BERNARD und WILHELM [64], FAHIEN [65, 66] und SINCLAIR und POTTER [67]. Es wurde die Diffusionstheorie auf die Verteilung der von Punktquellen in Strömungsrichtung austretenden Spurensubstanzen angewandt. Im allgemeinen bewegten sich die Werte für die radiale Peclet-Zahl zwischen 5 und 13 und waren ab einer bestimmten Re'-Zahl vom Strömungszustand unabhängig. Alle Untersuchungen basieren auf Messungen an rein axial durchströmten Schüttungen. Dies gilt auch für die neueren Arbeiten. DE LIGNY [68] geht ähnlich wie schon SINCLAIR und POTTER, auf eine Unterscheidung zwischen axialer und radialer Vermischung ein. Er gibt einen empirischen Ansatz an, um die Kopplung zwischen Diffusion und Konvektion in beiden Strömungsrichtungen berechnen zu können. Die Peclet-Zahl wird als Funktion der Reynold- und Schmidt-Zahl bestimmt.

Die empirischen Koeffizienten werden für gasförmige und flüssige Medien angegeben. Die Schüttungsstruktur kann regulär oder stochastisch sein.

In den Arbeiten von GUNN und ENGLAND [69] und HEMPEL [70] wird auf ein Modell des Wärme- und Stofftransports eingegangen, daß die physikalischen und chemischen Vorgänge sowohl in der Schüttung als auch in den Partikeln beschreibt. Das von HEMPEL entwickelte "disperse Zweiphasenmodell" zeigt, daß eine Vernachlässigung der radialen Dispersion nur selten möglich ist. Er approximiert das Strömungsfeld in Schüttungen durch eine axiale Parallelströmung mit radial konstanten Geschwindigkeitswerten (Pfropfenströmung), so daß auf die Lösung der Impulsgleichung verzichtet werden konnte. Es werden auch hier empirische Funktionen für den axialen und radialen Dispersionskoeffizienten angegeben. Eine ähnliche Einteilung nehmen TANAOKA und INOUE [71] vor. Aufgrund ihrer Meßergebnisse kommen sie zu dem Schluß, daß das Produkt der beiden Pecletzahlen einen konstanten Wert annimmt, unabhängig vom Strömungszustand. Die umfangreichste Darstellung der Möglichkeiten, die effektiven Transporteigenschaften in Festbettreaktoren zu bestimmen, stammt von KULKARNI und DORALSWAMY [72]. In dieser Zusammenstellung der veröffentlichten Literatur werden mehrere Berechnungsmodelle eines effektiven Diffusionskoeffizienten (Stofftransport) erläutert und es wird auf die Beschreibung der Wärmeleitung und des effektiven Wärmeaustauschkoeffizienten des Festbettes eingegangen.

Ein grundsätzliches Problem der ingenieurwissenschaftlichen Grundlagenforschung zur Stoffübertragung in gasdurchströmten Schüttungen wird von SCHLÜNDER [73] angesprochen. Die Annahme, daß es erlaubt sei, bei unregelmäßig geformten Strömungspassagen mit Mittelwerten zu rechnen (z.B. Lückengrad ε), die in Korrelationen für gleichmäßig geformte Kanalsysteme eingesetzt werden, wird von diesem Autor angezweifelt. Eine Verbesserung sieht er darin,

wenn die Verwendung von Mittelwerten durch das Einbeziehen von Verteilungsfunktionen ersetzt wird. Damit würde die Beschreibung der makroskopischen Effekte auf eine Analyse der mikroskopischen Vorgänge gegründet. Da keine konkreten Ansätze (z.B. Verteilungsfunktion des Kanaldurchmessers) angegeben werden, muß dieser Lösungsvorschlag zukünftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Eine Reihe von Arbeiten zum Stofftransport in Schüttungen beschäftigt sich mit technisch relevanten Randproblemen. FEIND [74] stellte einen starken Einfluß der Füllkörperform (Raschig-Ringe, Zylinder, gebrochenes Gut) auf die radiale Vermischung fest. Durch den Einbau von Schikaneblechscheiben konnte die Dispersion wesentlich vergrößert werden. Von MORAVILLE [75] liegt eine Untersuchung zur Dispersion in quergeschichteten Schüttungen vor, worin ein gerichteter Dispersionskoeffizient hergeleitet wird, abhängig von der Winkelstellung der Sintermaterialplatten bzw. Glaskugelschichten zur Anströmungsrichtung. Da die Fluidgeschwindigkeiten bei ca. $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ [m·sec^{-1}] lagen, handelte es sich um eine reine Sickerströmung. Bei APPEL und NEWMAN [76] bzw. HSIUNG und THODOS [77] wurden ebenfalls Ergebnisse bei sehr kleinen Reynoldszahlen durchgeführt. Zusätzlich wird in [77] eine Stoffübergangszahl Partikel-Fluid für das System Naphtalin-Luft ermittelt.

2.2.2 Berechnungsmöglichkeiten des Vermischungsfeldes

Von KREMER und LÜTZKE [60] wurde ein Wahrscheinlichkeitsgesetz (random-walk-problem) auf die Vermischungsvorgänge in gasdurchströmten Schüttungen angewandt und anhand von Konzentrationsmessungen überprüft. Die Ausbreitung des Mischungsfeldes entlang der gekrümmten Trennfläche eines peripheren und eines axialen Gasstromes konnte mit einem eindimensionalen Diffusionsmodell befriedigend berechnet werden. Die mathematischen Grundlagen der Diffusionstheorie werden z.B. in dem Buch von CRANK [78] ausführlich beschrieben.

Über die Berechnung des mehrdimensionalen Mischungsvorganges in Schüttungen liegen bisher nur wenige Arbeiten vor. Im allgemeinen Fall ist zur Beschreibung eine Differentialgleichung heranzuziehen, die neben dem konvektiven Anteil auch den Diffusionsterm berücksichtigt (GRASSMANN [11]). Dies führt zu einem hohen Rechenaufwand und den damit verbundenen Problemen der numerischen Lösung. Von BRIEM [79] wurden örtlich Konzentrationen in einem ebenen Haufwerk berechnet, in das zwei Fluide getrennt voneinander eintreten. Behandelt wird die Vermischung in einer durch Überlagerung von Parallelströmung und Quelle entstehenden Strömung. Die Konzentrationsfelder werden mit Hilfe der Methode der konformen Abbildungen bestimmt. Der Diffusionskoeffizient wird als konstant angesehen. Die Menge des seitlich zugeführten Gasstroms blieb gering gegenüber dem axialen Hauptstrom. Von TRAUSTEL [80] wurde eine ähnliche Konfiguration untersucht. Bestimmte Linien gleichen Stoffgehalts (Isenhylen) wurden ebenfalls mit konformen Abbildungen als "Flammenkontur" berechnet. Dabei stellte sich nur eine geringe radiale Eindringtiefe der Flammenfront in den Schachtofen ein.

Die Differentialgleichung des beschreibenden Modells von STARNICK et. al. [81] stimmt mit den Ansätzen von BRIEM überein. Ihre Lösung wurde für die Randbedingung einer ringförmigen Quelle angegeben. Durch Kombination einer endlichen Hankel-Transformation mit einer Laplace-Transformation erhalten die Autoren aus der partiellen Differentialgleichung eine geschlossene Lösung für die Konzentrationsverteilung oberhalb der Ringquelle. Der zylindrische zweidimensionale Ansatz gilt nur für konstante axiale Durchströmung. Es wurde eine geringe Abweichung der Rechnung mit axialer Diffusion gegenüber den Ergebnissen der rein radialen Diffusion festgestellt. Eine weitere theoretische Untersuchung geht auf eine nichtgleichförmige, eindimensionale Durchströmung des Haufwerkes ein. In dieser Arbeit von CARBONELL [82] wird die allgemeine Form der Konzentrationsgleichung hergeleitet,

bei der die Diffusionseigenschaften des Systems als Tensor-Größe eingehen. Damit erlaubt dieser Ansatz beliebige Werte des örtlichen Diffusionskoeffizienten für jede Strömungsform. Allerdings wurde für den berechneten Fall auch vorausgesetzt, daß die Durchströmung eindimensional erfolgt.

Einen vollkommen anderen Weg zur Berechnung der Dispersion schlagen HINDUJA et. al. [83] vor. Mit Hilfe eines 3-Parameter-Modells der axialen und radialen Vermischung wird eine alternative Berechnungsmöglichkeit zum Fick'schen Diffusionsgesetz entwickelt. Dabei soll der Stofftransport durch die Schüttung als Transport durch ein gekoppeltes System von sogenannten "Rührkesselzellen" betrieben werden. Der Wert dieses Modells liegt nach Aussage der Autoren nicht in der besseren Beschreibung der physikalischen Vorgänge, sondern in der mathematischen Einfachheit der entstehenden Gleichungen.

Aus dieser Literaturstudie läßt sich die Schlußfolgerung ziehen, daß für technische Festbettsysteme eine Übereinstimmung zu den Gesetzmäßigkeiten der axial durchströmten Schüttung in den veröffentlichten Arbeiten anzutreffen ist. Die Kenntnisse der Vorgänge in komplex durchströmten Festbettkomponenten sind bisher noch lückenhaft und beschränken sich teilweise auf spezielle Anwendungen. Umfangreichere Untersuchungen zu diesem technisch relevanten Problem sind daher auch in Zukunft erforderlich.

3. Impulsaustausch in komplex durchströmten Schüttungen

3.1 Allgemeine Grundlagen und kennzeichnende Größen der gasdurchströmten Schüttung

Die Fluidströmung in porösen Medien ist nur bedingt mit der Strömung von Gasen oder Flüssigkeiten in Rohren zu vergleichen. Um die Vorgänge im Festbett beschreiben zu können, wurde ein Modell entwickelt, bei dem die zahllosen, unregelmäßig geformten und ungleich gerichteten Strömungspassagen (Abb. 3.1 nach KITAEV et. al. [84] für ein Koksbett) durch hydraulisch ähnliche, gerade Kanäle ersetzt werden.

Abb. 3.1:
Strömungspassage durch ein Koksbett
Schematischer Verlauf nach KITAEV et al. [84]

Da sich diese Vorstellung in der allgemeinen Literatur durchgesetzt hat [10, 11, 13, 21 bis 27], soll sie auch hier beibehalten werden und es können mittlere Größen festgelegt werden, die für das gesamte Festbett charakteristisch sind.

Dieses Modell der gasdurchströmten Schüttung wird auch als makroskopische Betrachtungsweise bezeichnet, da sich im Kontrollvolumen des Strömungsvorganges sowohl Fluid als auch ruhender Feststoff befindet. Die im mikroskopischen Bereich auftretenden Effekte - z.B. Haftbedingung an den Partikeln oder Transportvorgänge im Lückenvolumen - müssen unberücksichtigt bleiben bzw. grob vereinfacht in die Mittelwertbildung der kennzeichnenden Größen eingehen.

Auf die prinzipielle Problematik dieser Vorgehensweise wurde von SCHLÜNDER hingewiesen (vergl. Abschn. 2.2.1).

Da das Festbett in der technischen Praxis fast ausnahmslos durch einen Schüttvorgang erzeugt wird, der seiner Natur nach ein stochastischer Prozeß ist, wird klar, daß die entstehende Packungsstruktur durch ein Wahrscheinlichkeitsgesetz zu beschreiben ist. Die entsprechenden Beziehungen sind aber (RUMPF [85]) bisher nicht ausreichend erforscht.

Für den Fall eines hinreichend großen Schüttungsvolumens, also d_p/H sehr groß, kann man eine gleichmäßige Zufallsschüttung voraussehen. Aufgrund der dann vorliegenden "stochastischen Homogenität" [85] spricht man von einem isotropen Festbett und die Porosität (Lückengrad) ε ist definiert

$$\varepsilon = \frac{V_R - V_P}{V_R} \qquad (3\text{-}1)$$

Für die hier zu behandelnde Gleichkornschüttung liegt der Lückengrad in der Größenordnung von 0,37 und ist somit etwa gleich dem arithmetischen Mittel der Lückengrade für kubische und rhomboetrische Anordnung. Nach JESCHAR [23] kann als theoretischer Mittelwert $\varepsilon_0 = 0{,}375$ angenommen werden.

In allen begrenzten Schüttsäulen kommt es zu einer Abwei-

chung von der stochastischen Homogenität im Wandbereich. Hier muß der Lückengrad ansteigen und erreicht in unmittelbarer Nähe der Wand den Wert $\varepsilon = 1$. Nach SONNTAG [37] ist der mittlere Lückengrad $\bar{\varepsilon}$ unter Berücksichtigung des Verhältnisses von Reaktorradius zu Partikeldurchmesser d_p mit

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_o + (1 - \varepsilon_o)\ 0{,}263\ \frac{d_p}{R} \qquad (3\text{-}2)$$

gegeben, während JESCHAR die geringfügig abweichende Gleichung

$$\bar{\varepsilon} = 0{,}375 + 0{,}34\ \frac{d_p}{d_R} \qquad (3\text{-}3)$$

experimentell bestimmt. Nach den Gl. (3-2) und (3-3) läßt sich der Lückengrad wegen des großen Streubereichs nur ungenau bestimmen, da sie ausschließlich für kugelförmige Partikeln gültig sind.

Die Abweichung des örtlichen Lückengrades an der festen Reaktorwand vom mittleren Wert ε_o der unendlich ausgedehnten Schüttung gleicher Partikeln ist bei etwas unrunden Füllkörpern nach einem Wandabstand von 1,5 d_p abgeklungen, wie SCHUSTER und VORTMEYER [86] zeigten (Abb. 3.2). Die Änderung von ε in Wandnähe ist für eine ungleichförmige Festbettdurchströmung (Randgängigkeit) verantwortlich (SCHWARTZ und SMITH [50]).

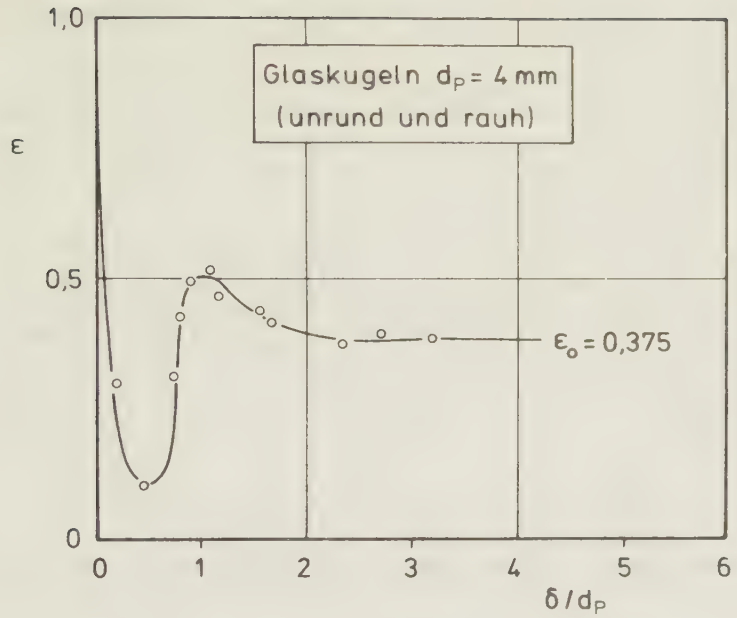


Abb. 3.2: Örtlicher Lückengrad in Wandnähe bei etwas unrunden und rauhen Glaskugeln d_p = 4 mm

Neben der Porosität ist der hydraulische Durchmesser d_h der ähnlichen Kanalströmung von entscheidendem Einfluß auf die Durchströmung des Festbettes. Entsprechend der allgemeinen Definition gilt für die Schüttung

$$d_h = 4 \frac{\varepsilon \cdot V_R}{O} \qquad (3\text{-}4)$$

wobei O die benetzte Feststoffoberfläche darstellt. Setzt man diese gleich der theoretischen Füllkörperoberfläche ($O = O_p$), d.h. vernachlässigt man sowohl die Größe der benetzten Reaktorwandung als auch örtliche Lückengradschwankungen, so erhält man mit

$$d_p = 6 \frac{V_P}{O_P} \tag{3-5}$$

für den geometrischen Partikeldurchmesser kugelförmiger Schüttgüter, und es wird

$$d_h = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} d_P \tag{3-6}$$

REICHELT [87] weist darauf hin, daß für Verhältnisse von $d_P/d_R > 0{,}05$ noch ein Term in Gl. (3-6) anzusetzen ist, der die benetzte Wand berücksichtigt.

Mit Hilfe der DEPUIT-FORCHHEIMER-Beziehung

$$\bar{v} = v_0/\varepsilon \tag{3-7}$$

kann eine effektive mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ des Fluids innerhalb des Festbettes angegeben werden. Weiterhin ist es üblich, für die Reynolds-Zahl der Strömung durch poröse Medien folgende Form zu wählen

$$Re' = \frac{v_0 \cdot d_p}{\nu} \cdot \frac{1}{1-\varepsilon} \tag{3-8}$$

Mit den so definierten charakteristischen Größen kann ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen der meisten Veröffentlichungen erfolgen. Dabei ist sicherzustellen, daß die Gültigkeitsbereiche, z.B. die Geometrieparameter H/d_R und d_P/d_R, nicht überschritten werden.

3.2 Eigenschaften der untersuchten gasdurchströmten Schüttung

Für eine Charakterisierung der Strömungsfelder im Festbett sind hier drei grundsätzliche Möglichkeiten der Fluidzuführung zu unterscheiden.

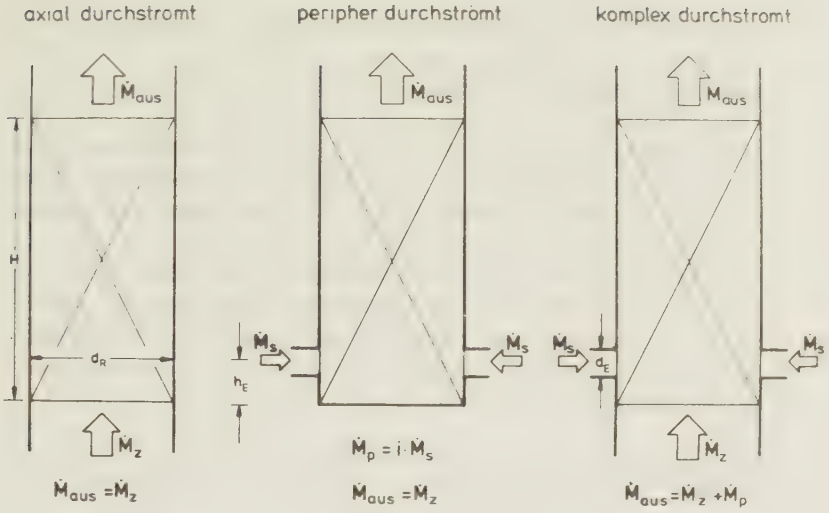


Abb. 3.3: Systematik gasdurchströmter Festbettsysteme

Wie Abb. 3.3 zeigt, kann man bei einem axial durchströmten Festbett von einem im makroskopischen Sinne eindimensionalen Strömungsvorgang ausgehen. Wird dagegen der gesamte Gasstrom über radial angeordnete Stutzen dem Festbett zugeführt, so soll von einer peripher durchströmten Schüttung gesprochen werden. Die Überlagerung dieser beiden Konfigurationen führt zum komplex durchströmten Haufwerk. Hier wird der Reaktor von einem zentralen und mehreren peripheren Gasströmen gespeist. Dabei kommt es, zusätzlich zu der schon im zweiten Fall auftretenden dreidimensionalen Strömung, noch zu einer Vermischung des peripheren Gasstromes mit dem axialen Grundstrom.
Aus dieser Systematik geht hervor, daß beim axial durchströmten Festbettreaktor ohne innere Stoffquellen der austretende Massenstrom gleich dem zentral zugeführten $\dot{M}$ ist. Für den peripher durchströmten Fall gilt mit i als Anzahl der radialen Einspeisestellen

$$\dot{M}_p = i \cdot \dot{M}_s \qquad (3\text{-}9)$$

während beim komplex durchströmten Festbett der austretende Massenstrom sich als Summe der peripher und zentral zugeführten Mengen darstellt.

Wegen der Vielzahl der äußerst komplizierten physikalischen und chemischen Vorgänge in technischen Festbettsystemen erscheint es notwendig, mehrere gleichzeitig ablaufende Effekte wie Stofftransport vom Einzelkorn ins Fluid und damit verbundene Phasenänderungen oder chemische Reaktionen (z.B. bei der Vergasung) auszuschließen. Man muß allerdings auch eine Einschränkung der Ergebnisse in Kauf nehmen, da die gewonnenen Erkenntnisse nicht alle technischen Rahmenbedingungen berücksichtigen können.

Es wurde eine Schüttung mit folgenden Eigenschaften definiert:

1. Die Packungsstruktur der erzeugten Gleichkornschüttung ist homogen und isotrop.
2. Das Fluid wird als ideales Gas betrachtet.
3. Es werden keine chemischen Reaktionen zwischen den Partikeln und dem Fluid zugelassen.
4. Makroskopische Randeffekte und mikroskopische Transportvorgänge bleiben unberücksichtigt.
5. Das gesamte System ist isotherm.
6. Die verschiedenen zugeführten Teilgasströme haben die gleichen physikalischen Eigenschaften und unterscheiden sich lediglich durch eine Spurengasbeladung.

Unter diesen Annahmen und Voraussetzungen war es möglich, die Messungen und Berechnungen zur Vermischungsvorgang im komplex durchströmten Festbett durchzuführen. Allerdings zeigen einige der angeführten Eigenschaften (insbesondere 3, 5 und 6), daß eine umfangreiche Modellierung des realen technischen Prozesses nötig ist.

3.3. Bestimmung des Druckverlustbeiwertes

3.3.1 Druckverlust bei axial gerichteter Strömung

Alle vorliegenden Arbeiten zum Druckverlust in Schüttungen beschäftigen sich mit der einfach axial gerichteten Durchströmung. Ihnen liegt die Annahme zugrunde, daß der Druckverlust über der Länge eines Füllkörperrohres bzw. über der durchströmten Festbetthöhe eines Reaktors analog zum Druckabfall in durchströmten Rohren berechnet wird (BRAUER [10] u.a.). Damit geht man von

$$\Delta p = \psi \cdot \frac{H}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} \bar{v}^2 \qquad (3\text{-}10)$$

aus. Einsetzen der entsprechenden charakteristischen Größen aus Abschnitt 3.1 und Umformen ergibt

$$\Delta p = \psi' \frac{H}{d_p} \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \rho v_0^2 \qquad (3\text{-}11)$$

Hier ist ψ' der dimensionslose Druckverlustbeiwert der Gleichkornschüttung. Er setzt sich aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil zusammen. Eine Reihe von experimentellen Arbeiten beschäftigt sich mit der Ermittlung von empirischen Koeffizienten zur Berechnung eines funktionellen Zusammenhangs $\psi' = f(Re')$. Die ersten Angaben wurden von ERGUN [21] veröffentlicht. Seine Druckverlustgleichung

$$\psi' = \frac{150}{Re'} + 1{,}75 \qquad (3\text{-}12)$$

bedeutet für turbulente $Re' > 1 \cdot 10^3$ einen nahezu konstanten Druckverlustbeiwert von 1,75. Wie die neueren Untersuchungen von BRAUER [22], BARTHELS [24] und ACHENBACH [25] zeigen, liegt der Bereich mit einem von Re' unabhängigen ψ' bei einer um den Faktor 100 größeren Re'-Zahl. Die Ergebnisse dieser Arbeiten lassen sich durch folgenden all-

gemeingültigen Ansatz wiedergeben

$$\psi' = \frac{a_1}{Re'} + \frac{a_2}{Re'^{m}} + a_3 \qquad (3\text{-}13)$$

Die Werte der einzelnen Autoren für die empirischen Koeffizienten $a_{1,2,3}$ und m können der Tabelle 1 entnommen werden.

Tabelle 1: Übersicht der verschiedenen Koeffizienten der Gleichung (3-13) des Druckverlustbeiwertes

Autor	Koeffizient a_1	a_2	a_3	Expon. m	Gültigkeitsbereich der Messungen	Anmerkungen
Ergun	150	-	1,75	-	$1{,}0 < Re' < 2500$	gebr. Gut
Brauer	160	3,1	-	0,1	$Re' < 8000$	
Carman	180	2,4	-	0,1	-	
Fischer	165	2,6	-	0,1	$10 < Re' < 6000$	
Barthels	150	2,855	-	0,095	$4 \cdot 10^2 < Re' < 10^5$	Stahlkugeln
Achenbach	160	10	0,875	0,4	$4 \cdot 10^2 < Re' < 5 \cdot 10^5$	$d_R/d_P > 16$

In Abb. 3.4 sind drei resultierende Druckverlustbeziehungen für ungeordnete Kugelschüttungen als Funktion der Reynolds-Zahl Re' aufgezeichnet. Eingang in die Berechnungsgrundlagen haben bisher besonders die Gleichungen nach BRAUER, ERGUN und gewisse Mischformen gefunden ([28, 29]).

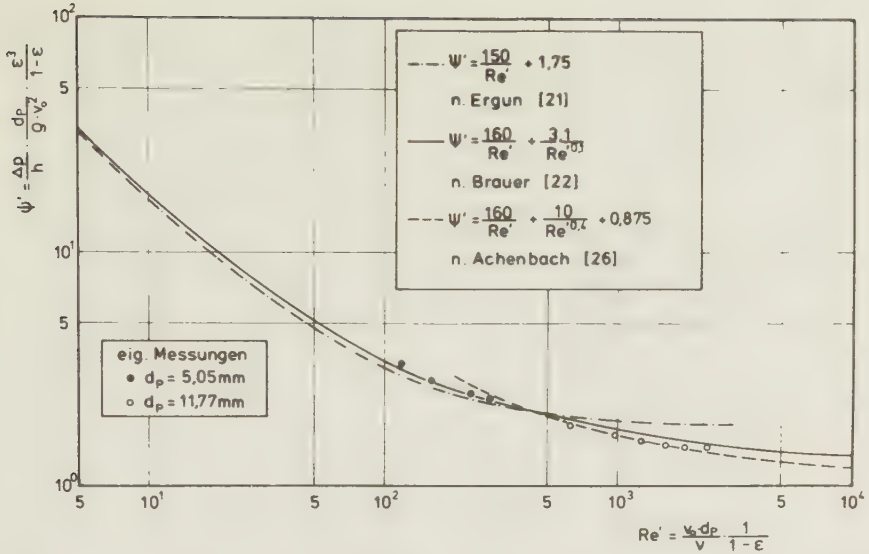


Abb. 3.4: Darstellung verschiedener Druckverlustbeziehungen und Vergleich mit eigenen Messungen

Einen besonderen Einfluß auf den Druckverlust hat die Porosität ε, da sie mit der dritten Potenz in der Gl. (3-11) enthalten ist. Nach einer Fehlerabschätzung [24] können mittlere Fehler bei der Lückengradbestimmung von 10 % eine fehlerhafte Druckverlustberechnung von 60 % zur Folge haben. Bei Schüttungen mit unterschiedlichen Kornfraktionen können auch Fehler über 100 % auftreten.

Stellt man Gl. (3-11) nach ϕ' um und differenziert, so erhält man

$$\frac{d\phi'}{\phi'} = \frac{3-2\varepsilon}{1-\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$$

bzw.

$$\left(\frac{d\phi'}{\phi'}\right) / \left(\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\right) = 2 + \frac{1}{1-\varepsilon} \qquad (3\text{-}14)$$

Abb. 3.5 verdeutlicht den Zusammenhang. Bei $\varepsilon = 0{,}4$ bedingt ein relativer Fehler in der Bestimmung von ε einen 3,67 mal so großen relativen Fehler des Widerstandsbeiwertes ψ'.

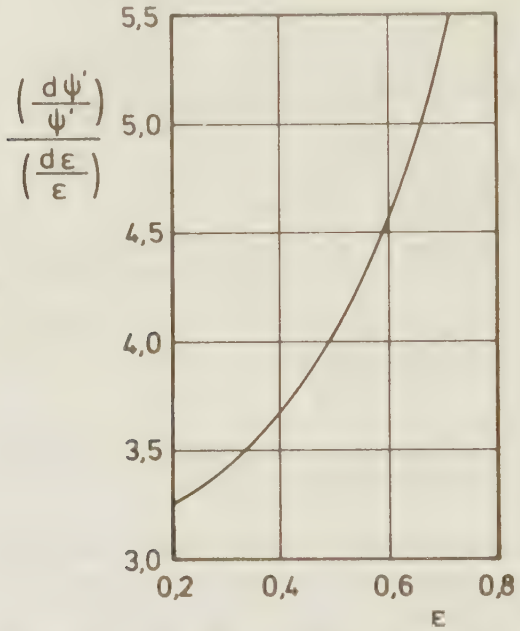


Abb. 3.5: Auswirkung einer fehlerhaften Lückengradbestimmung auf den Druckverlustbeiwert n. Gl. (3-14)

Daher ist der Ermittlung des tatsächlichen Lückengrades der Schüttung besondere Beachtung zu widmen (s. Abschn. 6.1).

3.3.2 Einfluß der Schüttungsgeometrie auf den Druckverlust

Der im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Analogie des Druckabfalles im Rohr und in der axial durchströmten Schüttung liegt zugrunde, daß der Schachtdurchmesser d_R keinen Einfluß auf den zu erwartenden Druckverlust habe, und so der Rohrdurchmesser als charakteristische Größe durch den hydraulischen Durchmesser d_h zu ersetzen sei. Damit kann nach Gl. (3-11) von den Geometrieparametern nur die Höhe H des Haufwerkes berücksichtigt werden. Dagegen konnte REICHELT [87] zeigen, daß unter bestimmten Bedingungen die Schüttungsberandung einen Einfluß auf den Druckverlust ausübt. Besonders für die ausgebildete turbulente Strömung wurde eine zusätzliche Abhängigkeit des Druckverlustes vom Durchmesserverhältnis d_R/d_P beobachtet. Da als Ursache hierfür die Ortsabhängigkeit des Lückengrades anzuführen ist, muß d_R/d_P stets größer 10 sein, da der Wandeinfluß erst nach 1,5 d_P abgebaut wird (Abb. 3.2).
Die Randgängigkeit kann zu einem Bypass-Effekt führen. Durch den höheren Lückengrad am Rand kommt es zu einer stärkeren Massenstromdichte in diesem Bereich. Nimmt diese Zone z.B. 28 % der Reaktorgrundfläche ein, so wird der Druckverlust nach Gl. (3-11) und (3-12) mit einem Fehler von 8 % berechnet. Dies gilt für ein d_P/d_R = 0,0625. Für große Partikeln (d_P/d_R > 0,1) ist daher der Einfluß der Randgängigkeit auf den Druckverlust in die Rechnung aufzunehmen. Bei ACHENBACH [26] sind entsprechende Gleichungen angegeben.

Neben dem Durchmesser des Reaktors hat auch die Anzahl der Füllkörperschichten eine Auswirkung auf den Druckverlustbeiwert ϕ'. So lieferten die Messungen von WENTZ und THODOS [88] für den Druckabfall über nur einigen Füllkörperschichten niedrigere Werte für ϕ'. Die Erklärung für diese kleinen Druckverlustbeiwerte liegt anscheinend in der noch völlig unzureichenden Vergleichmäßigung der Strömung, denn um den stochastischen Charakter der ungeordneten Schüttung aufzubauen, genügt ein H/d_P = 5 nicht. Die Gefahr einer ausge-

prägten Kanalbildung und der darin entstehenden Einlaufströmung ist sehr groß.

Für den normalerweise turbulenten Bereich ($2{,}5 \cdot 10^4 < Re' < 6{,}5 \cdot 10^4$) konnten die Autoren den empirischen Ansatz

$$\phi' = \frac{0{,}351}{Re'^{0{,}05} - 1{,}2} \qquad (3\text{-}15)$$

aus ihren Messungen entwickeln.
Die Verhältnisse d_R/d_P und H/d_P der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen können der Tabelle 2 entnommen werden.

Tabelle 2: Mögliche Verhältnisse der Schüttungsgeometrie bei der zur Verfügung stehenden Versuchsanlage

Partikeln		Verhältnisse		
Nennd.	eff.Durchm.	d_R/d_P	d_P/d_R	H/d_P
2	1,97	128,4	$7{,}8 \cdot 10^{-3}$	126,9 ÷ 253,8
3	2,96	85,5	$1{,}17 \cdot 10^{-2}$	84,5 ÷ 100,7
3,5	3,38	74,9	$1{,}34 \cdot 10^{-2}$	74,0 ÷ 86,7
5	5,05	50,1	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	49,5 ÷ 168,3
7	6,91	36,6	$2{,}73 \cdot 10^{-2}$	36,2 ÷ 115,8
12	11,77	21,5	$4{,}65 \cdot 10^{-2}$	21.2 ÷ 85.0

3.3.3 Druckverlusterhöhung bei geänderter Strömungsführung

Im Laufe der durchgeführten Untersuchungen und Messungen konnte noch ein dritter geometrischer Einfluß nachgewiesen werden. Die in Abschnitt 3.3.1 getroffenen Annahmen gehen

von der axial durchströmten Schüttung aus und erlauben keine Berücksichtigung einer die Richtung ändernden Strömung in der Schüttung. Jedoch zeigte schon die Arbeit von FEIND [74], daß durch Schikanebleche die Gasströmung umgelenkt wird und es so zu einer Erhöhung des Druckverlustes kommt. Die Auswirkungen der geänderten Strömungsführung auf den Druckverlust wird auch von PONZI und KAYE [92] bestätigt. Sie untersuchten den von innen nach außen radial durchströmten zylindrischen Festbettreaktor. In diesem Fall erweitert sich die Schüttung für das Fluid in Strömungsrichtung und die Massenstromdichte nimmt mit dem Schachtradius ab. Daher wird in dieser Arbeit über einen niedrigeren Druckverlust berichtet. Für die entgegengesetzt gerichtete Strömung wird sich der Effekt umkehren. Eine Auswertung zu dieser Problematik der eigenen Konzentrationsmessungen mit sechs peripheren Einspeisungen zeigt deutlich höhere ϕ'-Werte als die Theorie bei entsprechender Gasbeladung voraussagt. Die zur Überprüfung durchgeführte ϕ'-Bestimmung axialer Durchströmung des Schachtofenmodells hingegen führten zu dem bekannten Verlauf $\phi' = f(Re')$. Die Messungen mit Kugeln von d_p = 5,05 und 11,77 mm bestätigten im Übergangsbereich laminar turbulent die Gl. (3-13) (siehe Abb. 3.4).

Abb. 3.6 zeigt maßstabsgetreu die drei untersuchten Strömungskonfigurationen. Der Aufbau b enthält die gleiche Schüttung wie Aufbau a. Die Zuführung des Fluids erfolgt durch sechs radiale Einspeiseöffnungen. Der zugehörige Funktionsverlauf $\phi' = f(Re')$ liegt deutlich über der bekannten Brauer-Beziehung (Verlauf a). Für eine erste Näherung läßt sich die Funktion

$$\phi' = \frac{248}{Re'} + \frac{4,81}{Re'^{0,1}} \qquad (3\text{-}16)$$

angeben. Damit liegt der Druckverluft für den Aufbau a

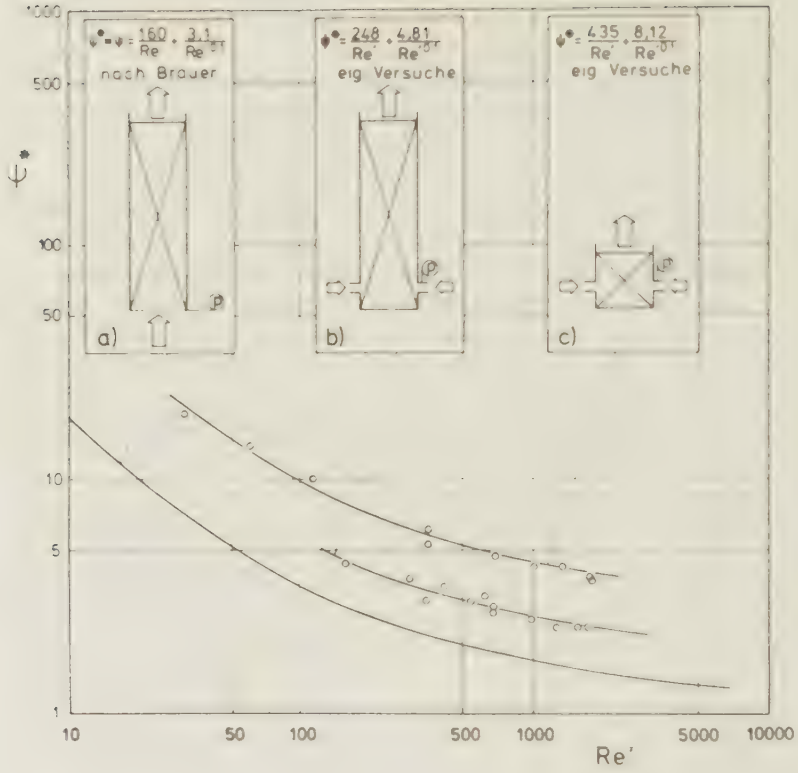


Abb. 3.6: Einfluß unterschiedlicher Fluidzuführung auf den Druckverlustbeiwert ψ' als Funktion von Re'

um ca. 55 % über dem bekannten Druckverlust der axialen Durchströmung. Dabei wurde der Druckverlust der Eintrittsgeometrien bei leerem Schachtofenmodell vom gemessenen Wert abgezogen, um nur den tatsächlichen Strömungswiderstand der Schüttung zu erhalten. Die Erhöhung wird für die Einströmungsgeometrie c noch wesentlich ausgeprägter. Hier liegt das Verhältnis H/d_R bei 1. Das H/d_P Verhältnis ist stets größer als 21 (vergl. Tab. 2). Die Auswertung der Messungen ergab einen um den Faktor 2,7 größeren Druckverlustbeiwert, und die Näherungsgleichung lautet

$$\psi' = \frac{435}{Re'} + \frac{8,12}{Re'^{0,1}} \qquad (3\text{-}17)$$

Gl. (3-16) ist für den Re'-Bereich von 10^2 bis $2 \cdot 10^3$ und Gl. (3-17) für $30 < Re' < 2 \cdot 10^3$ experimentell überprüft.

Da es bei den peripher durchströmten Schüttungen (Aufbau b und c) innerhalb des Haufwerkes zu einer Umlenkung des radial zugeführten Fluids in die axiale Austrittsrichtung kommt, wird darin der Grund für den erhöhten Druckverlust liegen. Ist dieser Umlenkungsbereich im Vergleich zur insgesamt durchströmten Schüttung nicht sehr groß (Aufbau b), so nähert man sich der BRAUER-Funktion. Der Störeinfluß durch die innere Umlenkung der Hauptströmungsrichtung wird umso größer, je kleiner das H/d_R Verhältnis wird.
Im Rahmen dieser Arbeit über die Vermischungsvorgänge lassen sich noch keine weiteren quantitativen Angaben zu dem funktionellen Zusammenhang von Druckverlust und Geometrie der Gaszuführung machen. Dazu sind umfangreichere Versuche speziell bei der peripher durchströmten Schüttung notwendig. Auch wäre noch zu untersuchen, wie sich eine Überlagerung der Konfiguration a und b zum komplex durchströmten Festbett auswirkt und ob mit Hilfe eines Korrekturfaktors, z.B. Kontraktionszahl (Eintrittsfläche/Grundfläche), eine allgemeinere Beschreibung möglich ist.

3.4 Die Differentialgleichung der dreidimensionalen Druck- und Geschwindigkeitsverteilung

Um die Bewegungsgleichung des strömenden Mediums in der Schüttung aufzustellen, muß man voraussetzen, daß nur die Hauptströmung untersucht wird und die laminare und turbulente Umströmung der einzelnen Partikeln von dem Modell nicht beschrieben werden kann. Das bedeutet, daß der Partikeldurchmesser d_p klein gegen die Abmessungen irgendeines Kontrollvolumens $dx \cdot dy \cdot dz$ ist. Entsprechend werden die Lösungen nur für Bereiche gültig sein, die wesentlich größer sind als die Füllkörperabmessungen.

Für dieses makroskopische Modell des Strömungsvorganges in Schüttungen läßt sich ein Kräftegleichgewicht herleiten; ähnlich den Navier-Stokes'schen Gleichungen (SCHLICHTING [89]). Dabei ist allerdings der grundsätzliche Unterschied zu beachten, daß bei der Strömung im Festbett das Kontrollvolumen neben dem Fluid auch feste Partikeln beinhaltet. Es müssen also auch die Effekte im Kräftegleichgewicht wiedergegeben werden, die auf die Haftung des Fluids an den festen Wänden innerhalb des Kontrollvolumens $dx \cdot dy \cdot dz$ zurückzuführen sind. Die Reibungskräfte müssen daher als Widerstand im Volumen entgegen der Strömungsrichtung angesetzt werden.

Nach einer von RADESTOCK [43] erarbeiteten sehr ausführlichen Abschätzung der einzelnen Kräfte überwiegen die Reibungskräfte die Trägheitskräfte grundsätzlich um mehrere Zehnerpotenzen. Erst für die Bedingung, daß der Krümmungsradius der makroskopischen Stromlinie in der Größenordnung des Reaktordurchmessers liegt und das Verhältnis $d_R/d_p > 20$ ist, müssen für exakte Berechnungen auch die Trägheitskräfte berücksichtigt werden.

Da für die Gasströmung in Schüttungen die Effekte der Volumenkräfte (z.B. Schwerkraft) vernachlässigt werden, geht die Bewegungsgleichung für den vorliegenden Fall in die Aussage über, daß die Druckkräfte im Gleichgewicht mit den Reibungskräften stehen.

Die erste Näherung zur Berechnung der Strömung in porösen Medien kann nach der DARCY-Beziehung erfolgen

$$- \text{grad } p = \frac{\eta}{k_D} \cdot \vec{v} \tag{3-18}$$

Dieses Gesetz wurde für sehr große Systeme (z.B. Grundwasser) und rein laminare Durchströmung hergeleitet.

Wird der Fluiddurchsatz gesteigert, so kann nach REYNOLDS der turbulente Anteil der Reibungskräfte am Druckverlust mit einem Polynomansatz zweiten Grades

$$- \frac{\Delta p}{\Delta x} = C_1 \eta v_0 + C_2 \rho v_0^2 \tag{3-19}$$

berücksichtigt werden. In die Konstanten C_1 und C_2 gehen die Schüttungseigenschaften ein.

Nach STANEK und SZEKELY [46] wird in vektorieller Form aus Gl. (3-19)

$$- \text{grad } p = \vec{v} \, (f_1 + f_2 \, |\vec{v}|) \tag{3-20}$$

Um den kompletten Strömungsvorgang zu beschreiben, müssen neben der Druckverlustbeziehung die Kontinuitätsgleichung im stationären Fall

$$\text{div } (\rho \cdot \vec{v}) = 0 \tag{3-21}$$

und die Zustandsgleichung für ideales Gas

$$p/\rho = \text{const.} \tag{3-22}$$

erfüllt sein. Man kann Gl. (3-20) umformen, und es folgt

$$\text{grad } p + \vec{v} \left[\frac{f_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{f_1}{2}\right)^2 + f_2 \, |\text{grad } p|} \right] = 0 \tag{3-23}$$

Definiert man hier ein skalares Feld λ^* als

$$\lambda^* = \left[\frac{f_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{f_1}{2}\right)^2 + f_2 \,|\text{grad } p|}\right]^{-1} \qquad (3\text{-}24)$$

folgt

$$\vec{v} = -\lambda^* \cdot \text{grad } p \qquad (3\text{-}25)$$

und mit Gl. (3-21)

$$\text{div } (\rho \cdot \lambda^* \cdot \text{grad } p) = 0 \qquad (3\text{-}26)$$

Wird die Dichte ρ in die Definitionsgl. (3-24) mit einbezogen, so erhält man mit der Zustandsgl. (3-22) ein druck- bzw. ortsabhängiges λ' für kompressible Medien. Für die Divergenz des Vektorfeldes ($\lambda' \cdot$grad p) gilt

$$\lambda' \text{ div grad } p + \text{grad } p \text{ grad } \lambda' = 0 \qquad (3\text{-}27)$$

(BRONSTEIN und SEMENDJAJEW [90]) und es ergibt sich

$$\text{div grad } p + \text{grad } p \text{ grad } (\ln \lambda') = 0 \qquad (3\text{-}28)$$

Diese Schreibweise entspricht den in den Arbeiten [43, 46] angegebenen Gleichungen, dagegen haben KREMER und LÜTZKE [60] und CHANDRASEKHARA [49] die Darstellung nach Gl. (3-26) gewählt, da hier die Ähnlichkeit zur bekannten Fourier'schen Wärmeleitung am besten sichtbar wird. Die Lösung der elliptischen Differentialgleichung (3-26) für den dreidimensionalen Fall ist nur numerisch möglich.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß bei der Definition von λ^* bzw. λ' der Betrag von grad p noch enthalten ist. Daher wäre zu prüfen, ob sich nicht für zukünftige Berechnungen ein allgemeinerer Lösungsansatz entwickeln läßt.

4. Lösungsmöglichkeiten der Differentialgleichung div (λ' grad p) = 0 und Ergebnisse der durchgeführten Berechnungen

4.1 Analogiebetrachtung der Gasströmung im Festbett und der Wärmeleitung in homogenen Körpern

Wie Kap. 3 zeigt, läßt sich der Impulsaustausch in komplex durchströmten Schüttungen mit den getroffenen Vereinfachungen nach Gl. (3-26) bzw. (3-28) berechnen. Mit Hilfe der in Abschn. 3.3.1 ermittelten Druckverlustbeziehungen können die beiden Hilfsfunktionen f_1 und f_2 in Gl. (3-20) durch kennzeichnende Größen der Schüttung dargestellt werden. So ergibt sich mit dem Druckverlustansatz von ERGUN Gl. (3-12) für die Hauptströmungsrichtung

$$-\frac{d_p}{dz} = 150\,\frac{\eta}{d_p^2}\,v_o\,\frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} + 1{,}75\,\frac{\rho \cdot v_o^2}{d_p}\,\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \qquad (4\text{-}1)$$

und die Hilfsfunktionen lauten

$$f_1 = 150\,\sigma_1\,\frac{\eta}{d_p^2} \qquad (4\text{-}2)$$

$$f_2 = 1{,}75\,\sigma_2\,\frac{\rho}{d_p} \qquad (4\text{-}3)$$

mit den Porositätstermen

$$\sigma_1 = (1-\varepsilon)^2/\varepsilon^3 \qquad (4\text{-}4)$$

$$\sigma_2 = (1-\varepsilon)/\varepsilon^3 \qquad (4\text{-}5)$$

nach RADESTOCK [43].
Die Hilfsfunktion f_1 wird auch als Widerstandglied nach DARCY bezeichnet. Daneben soll der Ausdruck für f_2 die die nichtlineare Abhängigkeit berücksichtigen.

Die Gl. (3-26) kann mit einer formalen "Impulsleitfähigkeit" $\lambda' = \lambda^* \cdot \rho$ in Anlehnung an die Wärmeleitfähigkeit der Fourier-Gleichung unter Berücksichtigung des Impulses aus grad p umgeschrieben werden zu

$$\mathrm{div}(\lambda' \cdot \mathrm{grad}\ p) = 0 \qquad (4\text{-}6)$$

Dabei wird mit Gl. (4-1) die "Impulsleitfähigkeit" nach

$$\lambda' = \left[150\ \sigma_1 \frac{\nu}{d_p^2} + 1{,}75\ \sigma_2 \left|\vec{v}\right| \frac{1}{d_p}\right]^{-1} \qquad (4\text{-}7)$$

zu berechnen sein. Die Massenstromdichte $\vec{\dot{m}}$ als Produkt von Dichte und Gasgeschwindigkeit im Festbett führt zur Analogie der Gasströmung in der Schüttung mit der Wärmeleitung.

Tabelle 3: Analogiebetrachtung

Strömung im Festbett	Wärmeleitung
$\mathrm{div}(\vec{\dot{m}}) = 0$	$\mathrm{div}(\vec{\dot{q}}) = 0$
$\vec{\dot{m}} = -\lambda'(\rho, \left\|\vec{v}\right\|) \cdot \mathrm{grad}\ p$	$\vec{\dot{q}} = -\lambda_{WL}(T)\ \mathrm{grad}\ T$

Mit der Definitionsgleichung (4-7) der "Impulsleitfähigkeit" λ' wird deutlich, daß die Massenstromdichteverteilung beprägt wird von der Druckverteilung und einer charakteristischen Größe λ', die neben den Eigenschaften der Schüttung auch die örtliche Dichte des Fluids bei kompressibler Strömung berücksichtigt.

4.2 Allgemeine Lösung für das eindimensionale Problem

Für den eindimensionalen Fall, d.h. einfache axiale Durchströmung des Reaktors, erhält man (Herleitung im Anhang)

$$\frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)^2 + p\,\frac{d^2p}{dz^2}}{c_1 + \sqrt{c_1^2 + c_2\,\frac{dp}{dz}}} = 0 \qquad (4\text{-}8)$$

und es ist folgende Differentialgleichung

$$p'^2 + p \cdot p'' = 0 \qquad (4\text{-}9$$

zu lösen. Nach COLLATZ [95] ist

$$p = b_2\sqrt{2z - b_1} \qquad (4\text{-}10)$$

die allgemeine Lösung, und mit den Randbedingungen

$$\left.\frac{p}{p_{Ein}}\right|_{z=0} = 1 \qquad \left.\frac{p}{p_{Ein}}\right|_{z=H} = 1 - \Delta\hat{p} \qquad (4\text{-}11)$$

berechnet sich die allgemeine eindimensionale Lösung für den Druckverlauf über der Schütthöhe

$$\hat{p}(\hat{z}) = \sqrt{1 + (\Delta\hat{p}^2 - 2\Delta\hat{p})\hat{z}} \qquad (4\text{-}12)$$

Dabei sind $\hat{p}$, $\Delta\hat{p}$ und $\hat{z}$ auf den Druck am Boden der Schüttung bzw. auf die Schütthöhe bezogene Größen.
Der Verlauf der axialen Lösung ist für unterschiedliche Druckdifferenzen $\Delta\hat{p}$ in Abb. (4.1) dargestellt, und es zeigt sich, daß nur bei unrealistisch hohem Druckabfall über der Schüttung eine Abweichung zwischen exakter Lösung und der Näherung durch eine Gerade bemerkbar ist.

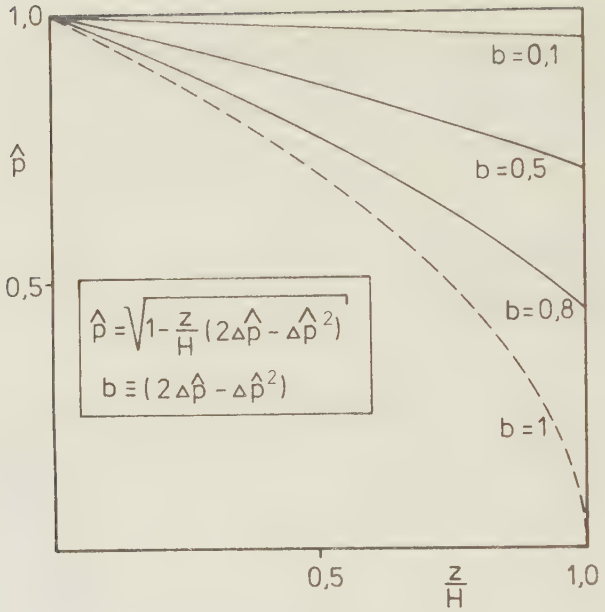


Abb. 4.1: Analytische Lösung des Druckverlaufs bei eindimensionaler kompressibler Strömung

4.3 Fourier-Analyse zur Berechnung des zweidimensionalen Potentialfeldes

Für den zweidimensionalen Fall kann Gl. (4-6) nur dann analytisch gelöst werden, wenn eine konstante Impulsleitfähigkeit λ' vorausgesetzt wird. Es gilt

$$\text{div grad } p = 0 \qquad (4\text{-}13)$$

bzw. mit dem Nabla-Operator ∇

$$\nabla^2 p = 0 \qquad (4\text{-}14)$$

Das ist die bekannte Laplace-Gleichung, die mit Hilfe des

Produktansatzes von BERNOULLI gelöst werden kann, und in ebenen Polarkoordinaten lautet die allgemeine Lösung für das Kreisgebiet

$$p(r,\varphi) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} r^n [a_n \cos(n\cdot\varphi) + b_n \sin(n\cdot\varphi)] \qquad (4\text{-}15)$$

Die Herleitung der unbestimmten Koeffizienten a_0, a_n und b_n soll für die Randbedingung der Einspeiseebene mit peripheren Gaszuführungen gezeigt werden. Betrachtet man den Umfang der Schüttung in dieser Ebene, so liegt an den Zuführungen ein Drucksprung p_1 über dem konstanten Druck p_0 vor. Es ist p_1 ein hypothetischer Überdruck mit der Breite $2R_E$ der Einspeisung und p_0 stellt den Druck dar, der sich bei reiner axialer Strömung in der betrachteten Ebene einstellen würde.

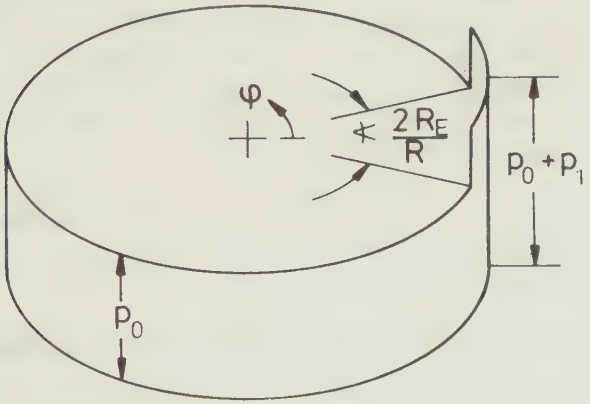


Abb. 4.2: Randbedingung bei einer Einspeisung zur Bestimmung der Fourier-Koeffizienten

Dieser Druckverlauf mit den Sprungunstetigkeiten kann mit einer Fourier-Reihe approximiert werden.

Bei einer Einspeisung kann auf Grund der Symmetrie eine

Cosinus-Reihe angesetzt werden, und man erhält schließlich

$$p(r,\varphi) = p_o + p_1 \frac{R_E}{R \cdot \pi} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^n}{n} \sin(n \frac{R_E}{R}) \cos(n \cdot \varphi) \quad (4\text{-}16)$$

für die analytische Lösung des ebenen Druckprofils mit konstantem Wert für λ'. Der schematische Verlauf der Formfunktion

$$F(r,\varphi) = \frac{1}{\pi} \frac{R_E}{R} + 2 \sum_{n=1}^{100} \frac{r^n}{n} \sin(n \cdot \frac{R_E}{R}) \cdot \cos(n \cdot \varphi) \quad (4\text{-}17)$$

bei einer Einspeisung ist in Abb. 4.3 wiedergegeben.

Obwohl die Berechnung der Formfunktion nach Gl.(4-17) mit einem einfachen Taschenrechner durchzuführen ist, kann es eventuell zweckmäßiger sein, als Lösung der Laplace-Gl. die speziell dafür entwickelten Bessel-Funktionen heranzuziehen. Auch ist es möglich für das zweidimensionale Problem eine konforme Abbildungsfunktion zu bestimmen, um damit eine analytische Lösung zu erhalten (BRIEM [79]).

Die Fourier-Analyse läßt sich auch für mehrere Einspeisungen durchführen. In Anlehnung an die Berechnungen wurden die Fourier-Koeffizienten für die unterschiedlichen geometrischen Konfigurationen bestimmt.

Tabelle 4: Fourier-Koeffizienten bei mehreren Einspeisungen

	1 Einspeisung	3 Einspeisungen	6 Einspeisungen
a_o	$p_o + p_1 \frac{R_E}{R} \frac{1}{\pi}$	$p_o + p_1 \frac{R_E}{R} \frac{3}{\pi}$	$p_o + p_1 \frac{R_E}{R} \frac{6}{\pi}$
a_n	$\frac{2p_1}{\pi n} \sin(n \frac{R_E}{R})$	$\frac{2p_1}{\pi n} \sin(3n \frac{R_E}{R})$	$\frac{2p_1}{\pi n} \sin(6n \frac{R_E}{R})$
b_n	0	0	0

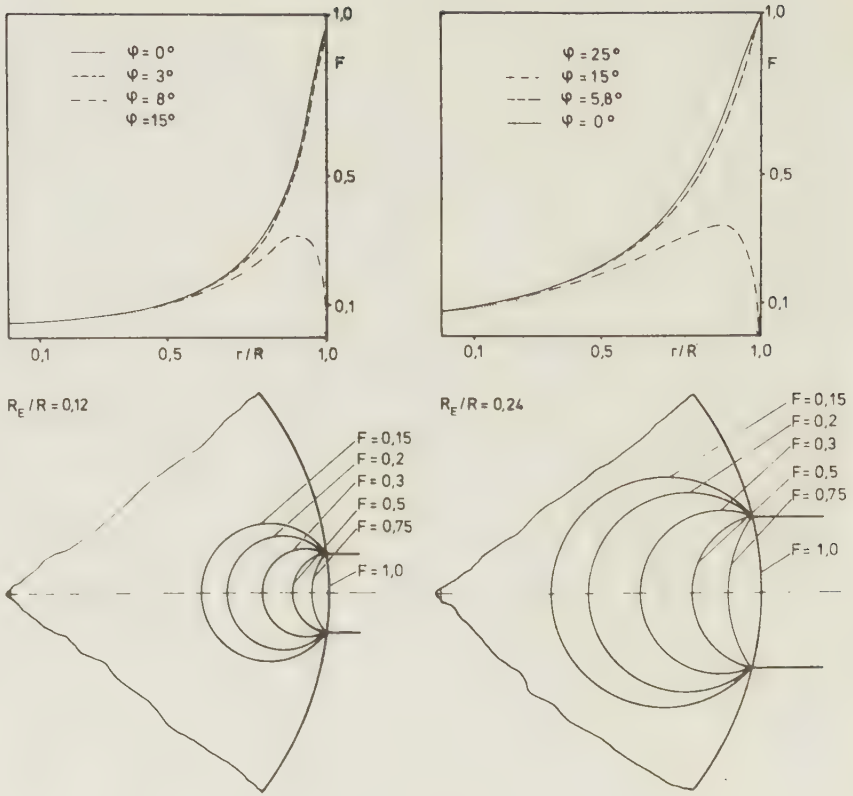


Abb. 4.3:
Verlauf und Form der Fourier-Analyse nach Gl. (4-17) bei einer Einspeisung und d_E = 30 bzw. 60 mm

Verteilung der entstehenden Formfunktion für 3 bzw. 6 Einspeisungen zeigt Abb. 4.4

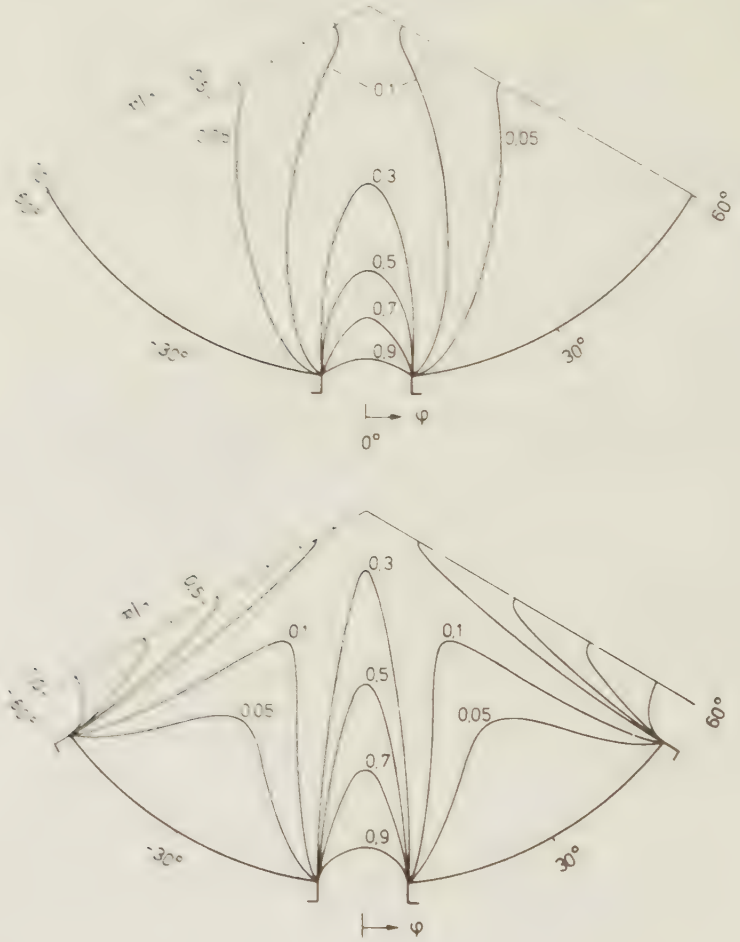


Abb. 4.4: Ergebnisse der Fourier-Analyse für
3 Einspeisungen (oben), 6 Einspeisungen (unten)

Kennzeichnend für alle Lösungen der zweidimensionalen Laplace-Gleichung für das kreisförmige Grundgebiet ist, daß die Wirkung der Störstellen (= Einspeisungen beim komplex durchströmten Reaktor) auf ein recht eng begrenztes Gebiet beschränkt bleibt. Diese Erkenntnis muß notwendigerweise Auswirkungen auf das Diskretisierungsverfahren bei der numerischen Lösung der dreidimensionalen Strömung haben. Es wäre hinsichtlich Rechenzeit und Speicherbedarf unwirtschaftlich, würde man ein äquidistantes Gitternetz heranziehen. Vielmehr erscheint es sinnvoll, die Punktdichte der r-φ-Ebene für eine numerische Lösung dem Verlauf der Formfunktion anzunähern.

4.4 Numerische Lösungen für das komplex durchströmte Schüttungsvolumen

4.4.1 Dreidimensionale Potentialströmung (λ' = const.) und Lösung mit Hilfe des Programmsystems GIF

Die im vorhergehenden Abschnitt gemachten Überlegungen können den Gasdurchsatz in komplizierten technischen Ausführungen von Festbetten nur unzureichend beschreiben. Um die Näherung zu verbessern, muß auf die dreidimensionale Druckverteilung übergegangen werden. Damit wird aus Gl. (4-6) für kartesische Koordinaten

$$\frac{\partial\lambda'}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial x} + \lambda'\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial\lambda'}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial y} + \lambda'\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial\lambda'}{\partial z}\frac{\partial p}{\partial z} + \lambda'\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0 \qquad (4\text{-}18)$$

Die DGL ist nur numerisch zu lösen. Dabei stellt sich das Problem als Randwertaufgabe.

Da die Grundfläche der meisten technischen Schüttungen kreisförmig ist, ergibt die Transformation von Gl. (4-18) in Zylinderkoordinaten.

$$\frac{\partial p}{\partial r}\frac{\partial \lambda'}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial p}{\partial \varphi}\frac{\partial \lambda'}{\partial \varphi} + \frac{\partial p}{\partial z}\frac{\partial \lambda'}{\partial z} + \lambda'\left(\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial r}\right.$$

$$\left. + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right) = 0 \qquad (4\text{-}19)$$

Die Gl. (4-18) und (4-19) beschreiben die Druckverteilung des Fluids im Lückenvolumen der Schüttung bei kompressibler Strömung, d.h. bei orts- bzw. druckabhängigem λ'-Wert.

Eine wesentliche Vereinfachung des Lösungsverfahrens tritt ein, wenn in Gl. (4-6)

$$\lambda'(|\vec{v}|,\rho) = \text{const} \qquad (4\text{-}20)$$

gesetzt werden kann, und so alle Ableitungen von λ' Null sind. In diesem Fall gilt bekanntlich

$$\text{div grad } p = 0 \qquad (4\text{-}21)$$

mit

$$\vec{\dot{m}} = -\lambda' \text{grad } p \qquad (4\text{-}22)$$

d.h. der Druck stellt ein Potential der Massenstromdichteverteilung dar. Dies entspricht in der Analogie zur Wärmeleitung einer temperaturkonstanten Wärmeleitfähigkeit λ_{WL}.

Die Annahme in Gl. (4-20) ist im allgemeinen nicht erfüllt, wie RADESTOCK [43] nachweist, denn die Orthogonalität zwischen Stromlinien und Isobaren ist für die Lösung der Potentialgleichung nicht notwendig. Je kleiner der Gradient der Stromlinien ist, desto näher rücken diese den Linien nach der Potentiallösung. Damit kann Gl. (4-21) das Druckfeld nur außerhalb starker Gasumlenkungen in der Schüttung nahezu exakt wiedergeben.

Da allerdings, wie Abschnitt 4.3 zeigte, die Eindringtiefe des peripheren Massenstroms bei den untersuchten technischen Konfigurationen nur gering war, und die Einbeziehung von variablen λ' in die eindimensionale Lösung (Abschn. 4.2) für technisch sinnvolle Werte des Druckabfalles der gasdurchströmten Schüttung nur äußerst kleine Verbesserungen brachte, wird die Lösung der Gl. (4-21) in weiten Bereichen des Haufwerkes eine gute Näherung liefern.

Aufgrund dieser Voruntersuchungen wurde ein spezieller Algorithmus zur Lösung der Potentialgleichung entwickelt. Dies führte zum Programm GIF (Geschwindigkeit im Festbett). Wie die Erfahrungen mit anderen Programmen zeigten, ist es noch mit Schwierigkeiten verbunden, eine direkte Lösung des gesamten Reaktorvolumens anzustreben. Daher wurde beim Aufbau des Lösungsverfahrens auf eine iterative Lösung hingearbeitet, bei der zunächst eine unbestimmte Lösung der horizontalen x-y-Ebene erfolgt und die z-Komponente anschließend iterativ berechnet wird.

Eine grundsätzliche Fehlerquelle aller numerischen Verfahren liegt in der Diskretisierung des zu betrachtenden Raumes (MARSAL [96]). Daher sollte die entsprechende Anordnung der Gitterpunkte optimiert werden. Das in GIF programmierte Lösungsschema beruht auf einer Varianten des normalen Differenzenverfahrens. Zusätzlich wurde die beliebige Anordnung von Gitterpunkten berücksichtigt.

Die Potentialgleichung lautet in kartesischen Koordinaten

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0 \qquad (4\text{-}23)$$

und durch Umstellen erhält man die inhomogene Potentialgleichung

$$\nabla^2 p_{(x,y)} = g(z) \tag{4-24}$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \tag{4-25}$$

Mit Hilfe dieser Form ist eine schichtweise Lösung des gesamten Haufwerkes möglich.

Es ergibt sich folgendes prinzipielles Vorgehen: Die Randbedingungen sind unter anderem der Eintrittsdruck und, an der Reaktoroberfläche, der Umgebungsdruck. Ausgehend von einem linearen Verlauf des Druckes über der Schütthöhe $p = f(z)$ kann die rechte Seite der Gl. (4-25) bestimmt werden und für jede Ebene ($z = \text{const}$) die zweidimensionale linke Seite der Gl. (4-25) gelöst werden. Das resultierende Druckfeld dieses Iterationsschrittes ergibt die Höhenableitung $\partial^2 p/\partial z^2$ für die folgende Iteration. Man kann daher festlegen

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}\right)_i = - \left(\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right)_{i-1} \tag{4-26}$$

Eine Abschätzung zeigt, daß dieses Verfahren günstiger ist, solange gilt

$$K^3 \cdot G^3 > I \cdot G^3 \cdot K \tag{4-27}$$

oder

$$K^2 > I \tag{4-28}$$

also die Anzahl der notwendigen Iterationsschritte, um die Lösung gegen den vorgegebenen Grenzwert streben zu lassen, geringer ist als das Quadrat der Anzahl der Raumschichten. Um den zu erwartenden Verlauf $p \doteq f(z)$ zu berechnen, muß die Anzahl der Raumschichten K groß genug sein. Als Näherung

wird für die Schrittweite in z-Richtung 1/20 der charakteristischen Größe, hier des Reaktordurchmessers d_R, angesetzt. Damit werden mindestens K = 20 Raumschichten berechnet, und die schichtenweise Lösung ist bis zu einer Iterationszahl von I = 400 einer globalen Lösung vorzuziehen.

Die zweite wesentlichere Veränderung des Verfahrens berücksichtigt frei wählbare Gitterpunkte in einer Raumschicht. Normalerweise wird die Ableitung an der Stelle i als die Steigung einer Geraden durch zwei Punkte aufgefaßt. Als Differenzenoperatoren können jedoch beliebige, linear unabhängige Funktionen angesetzt werden.
Die Bedingung für die Wahl der Funktion (4-29) ist die lineare Unabhängigkeit der einzelnen Terme in Gl. (4-30). Als Hilfe gilt die Regel, daß bei Polynomen mehrerer Variabler nur vollständige Ansätze beliebigen Grades verwendet werden. In der x-y-Ebene ist es möglich, durch eine bestimmte Punktzahl P_i mit den zugehörigen Funktionswerten u_i ein Polynom

$$u = f(P_i) \qquad (4\text{-}29)$$

zu definieren. Durch Einführen eines lokalen kartesischen ξ-χ-Koordinatensystems, dessen Ursprung in dem Punkt P_0 liegt, an dem die Ableitungen gesucht werden, ist eine Entwicklung des Polynoms möglich. Der Ansatz des Polynoms erfordert zur unbestimmten Lösung der ebenen Potentialgleichung an einem Punkt P_0 mindestens fünf korrespondierende Nachbarpunkte

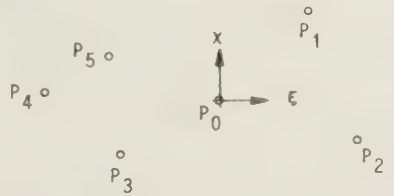


Abb. 4.5:
Lokales System

Damit lassen sich alle $P_i(x,y)$ um P_0 als $P_i(\xi,\chi)$ beschreiben. Für das Programm GIF wurde ein Polynom zweiter Ordnung benutzt

$$u = \alpha_0 + \alpha_1 \xi + \alpha_2 \xi^2 + \alpha_3 \chi + \alpha_4 \chi^2 + \alpha_5 \cdot \xi \cdot \chi \qquad (4\text{-}30)$$

Gl. (4-30) kann nur im lokalen Koordinatensystem angewandt werden. Für den Koordinatenursprung können die partiellen Ableitungen gebildet werden:

$$\left.\frac{\partial u}{\partial \xi}\right|_{\xi=0,\ \chi=0} = \alpha_1 \qquad (4\text{-}31a)$$

$$\left.\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2}\right|_{\xi=0,\ \chi=0} = 2\alpha_2 \qquad (4\text{-}31b)$$

$$\left.\frac{\partial u}{\partial \chi}\right|_{\xi=0,\ \chi=0} = \alpha_3 \qquad (4\text{-}31c)$$

$$\left.\frac{\partial^2 u}{\partial \chi^2}\right|_{\xi=0,\ \chi=0} = 2\alpha_4 \qquad (4\text{-}31d)$$

$$\left.\frac{\partial^2 u}{\partial \xi \cdot \partial \chi}\right|_{\xi=0,\ \chi=0} = \alpha_5 \qquad (4\text{-}31e)$$

Die Koeffizienten α_j lassen sich bei bekannten Lokalkoordinaten ξ,χ von fünf Punkten um P_0 ermitteln. Das entstehende Gleichungssystem lautet

$$A_{ji}\ \alpha_j = u_j \qquad (4\text{-}32)$$

oder ausgeschrieben

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & \xi_1 & \xi_1^2 & \chi_1 & \chi_1^2 & \xi_1\chi_1 \\ 1 & \xi_2 & \xi_2^2 & \chi_2 & \chi_2^2 & \xi_2\chi_2 \\ \cdot & & & & & \cdot \\ \cdot & & & & & \cdot \\ 1 & \xi_5 & \xi_5^2 & \chi_5 & \chi_5^2 & \xi_5\chi_5 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_0 \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \alpha_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \\ u_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ u_5 \end{bmatrix} \qquad (4\text{-}33)$$

Es lassen sich die Koeffizienten α_j und damit auch nach Gl. (4-31a-d) die partiellen Ableitungen an der Stelle 0 nach

$$\alpha_j = \sum_{i=0}^{5} \beta_{ji}\, u_i \qquad (4\text{-}34)$$

berechnen. Die β_{ji} sind Elemente der invertierten Matrix A_{ji}^{-1}.

Das dargestellte Verfahren erlaubt es am Punkt P(x,y) des globalen Systems, die Berechnung der in Gl. (4-26) benötigten Ableitungen, indem ein lokales Gebiet durch die Punkte P_1 (ξ,χ) bis P_5 (ξ,χ) festgelegt wird und nach Gl. (4-34) die lokalen Ableitungen bestimmt werden.

Für diesen aus dem RITZ'schen Verfahren [95, 96] entwickelten Algorithmus muß noch die Transformationsregel vom lokalen zum globalen System beachtet werden. Ist der Maßstab im ξ,χ-Gebiet gleich dem der x,y-Ebene, so gelten die einfachen Umformungen

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \quad ; \quad \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial \chi^2} \qquad (4\text{-}35)$$

Mit den Gl. (4-31b) und (4-31d) folgt für die linke Seite von Gl. (4-26) an einem Punkt

$$\frac{\partial^2 p}{x^2} + \frac{\partial^2 p}{y^2} = 2\alpha_2 + 2\alpha_4 = 2\left(\sum_{j=0}^{5} \beta_{2,j} u_j + \sum_{j=0}^{5} \beta_{4,j} u_j\right) \qquad (4\text{-}36)$$

und mit

$$B_j = \beta_{2,j} + \beta_{4,j} \qquad (4\text{-}37)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 2 \sum_{j=0}^{5} B_j u_j \qquad (4\text{-}38)$$

Die Ableitungen in axialer Richtung (z-Komponente) wird mit einem einfachen Differenzenquotienten gebildet (k = Anzahl der Raumschichten) und man kann für Gl. (4-26) zusammenfassen

$$2 \sum_{j=0}^{5} B_j u_j = - \frac{1}{\Delta z^2} (u_{k+1} - 2u_o + u_{k-1}) \qquad (4\text{-}39)$$

Diese Gleichung kann für alle Diskretisierungspunkte aufgestellt werden. Das entstehende lineare Gleichungssystem läßt sich nach den Funktionswerten u_o auflösen und man erhält so die gesuchte dreidimensionale Druckverteilung.

Mit Hilfe des Ansatzes (4-26) wird das Potentialfeld als kombiniertes Anfangs-Randwert-Problem berechnet. Ein für alle Gitterpunkte linearer Druckverlauf in z-Richtung wird als Anfangswert vorgegeben und die linke Seite bestimmt die Druckverteilung in der Ebene aufgrund der vorgegebenen Randbedingungen. Eine ausführliche Beschreibung des entwickelten Lösungsverfahrens ist in [99] und [100] enthalten.

Der aufgezeigte Formalismus erlaubt die Benutzung eines der Randbedingungen der Ebene angepaßten Gitters zur Diskretisierung der Gl. (4-26). Ausgehend von den Ergebnissen des Abschnittes 4.3 wurde ein Netz erzeugt, dessen Dichte der Stützstellen dem zu erwartenden Potentialverlauf angepaßt ist. Das entwickelte Verfahren der Netzgenerierung lehnt sich an den Netzaufbau der Finite-Element-Methoden an.

Das oben beschriebene Lösungsschema führt zum einen auf die sogenannten lokalen Matrizen (4-38), die an jedem Dis-

kretisierungspunkt mit den lokalen Koordinaten ξ,x zu erstellen sind und zweitens zu einem globalen Gleichungssystem (4-39). Bekanntlich können bestimmte Aussagen über die Konditionierung der Koeffizientenmatrix eines linearen Gleichungssystems getroffen werden (JORDAN/REUTTER [97]) und es wurde angestrebt, den Netzaufbau so zu gestalten, daß möglichst stabile Lösungen entstehen. Hinweise zum Stabilitätsverhalten des Programms GIF sind in [100] enthalten.

Es wurden zwei unterschiedliche Diskretisierungsnetze entworfen. Das Gitter nach Abb. 4.6 wurde so angelegt, daß es sowohl zur Berechnung von einer als auch drei symmetrisch

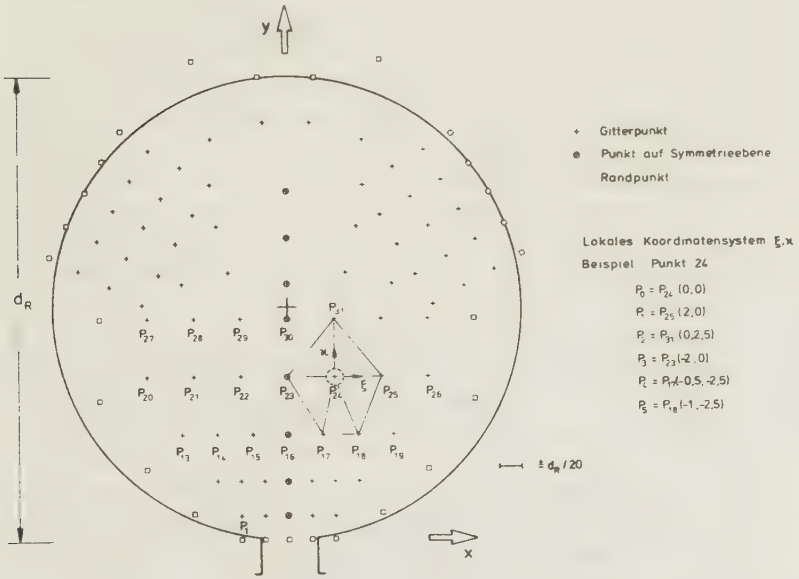


Abb. 4.6: Diskretisierungsnetz für die Reaktorgrundfläche bei einer bzw. drei peripheren Einspeisungen

angeordneter peripherer Gaszuführungen dienen kann. Für den Fall mit sechs Einspeisungen wurde nicht mehr die gesamte Grundfläche diskretisiert, sondern aufgrund der Symmetrieeigenschaften das Gitter mit 110 Punkten für ein Kreissegment entsprechend Abb. 4.7 entwickelt. Die Berechnung erfolgt für dieses Gebiet und erst durch eine Spiegelung an den Symmetrieachsen entsteht das komplette Strömungsfeld.

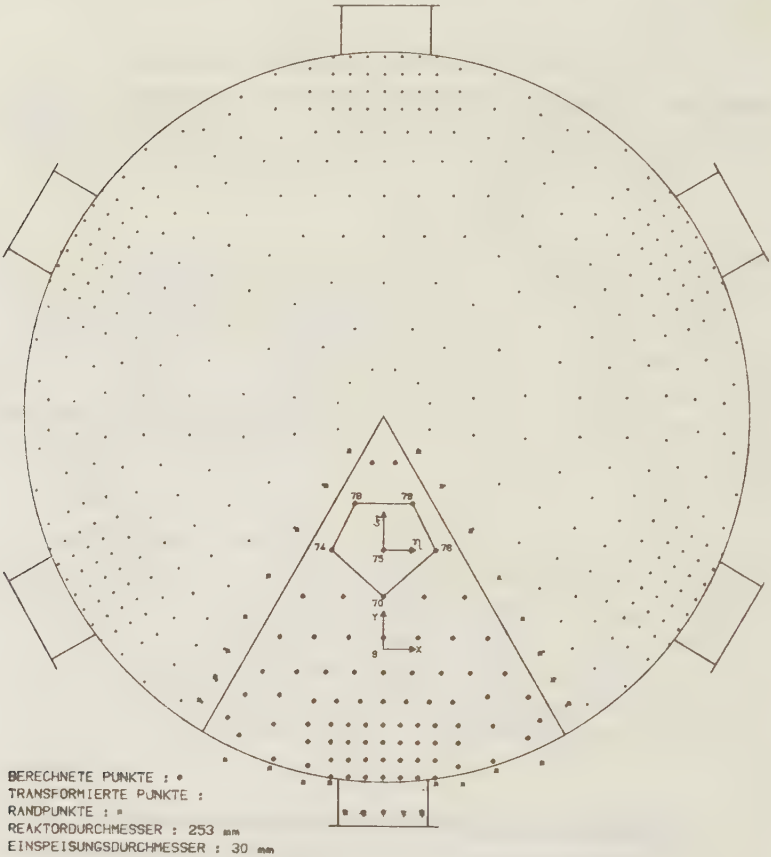


Abb. 4.7: Aufbau des Diskretisierungsgitters bei sechs Einspeisungen

Zur Berechnung des Potentialfeldes sind die Randbedingungen für das komplex durchströmte Festbett:

a) feste Wand: $\partial p/\partial r = 0$

b) axiale Begr.: $p_{z=0} = p_{Ein}$; $p_{z=H} = p_{Umgeb.}$

c) Einspeisestelle: $p_{St} = p_o + \Delta p$ (vergl. Abb. 4.2)

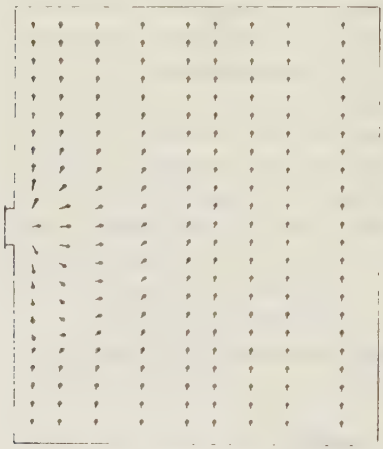
einzuhalten. Die numerische Lösung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung wird mit dem Programmsystem GIF, bestehend aus vier Hauptprogrammen, durchgeführt.

Aufbau und Wirkungsweise von GIF sind im Anhang (Abschn.11.2) erläutert. Wird an einer mittleren Rechenanlage (32-bit, virtuelles Betriebssystem) gearbeitet, so können alle Berechnungen im Dialogbetrieb durchgeführt werden, da die mittlere Rechenzeit - abhängig vom H/d_R-Verhältnis - in der Größenordnung von 20 Minuten liegt. Damit ist die Verkürzung der Rechenzeit gegenüber früheren Programmen erheblich und sinkt im Vergleich zu den Berechnungen von LÜTZKE [43] auf ein 1/10. Daher erlaubt das neue Programmsystem GIF, aufgrund des speziellen Lösungsverfahrens, die dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung bei unterschiedlichen Betriebspunkten sehr schnell und flexibel zu berechnen.

4.4.2 Berechnetes Druckfeld bei einer peripheren Einspeisung und Vergleich mit Messungen in anderen Veröffentlichungen

Nach Ablauf des Programms GIF steht als Ergebnis die dreidimensionale Druckverteilung im gesamten Reaktorvolumen zur Verfügung. Da die räumliche Verteilung zu berechnen war, und die Darstellung anhand von Tabellen in diesem Fall unübersichtlich wird, wurde eine Ausgabe der Ergebnis-Datei als Plot-Diagramm vorgezogen. Das dazu erstellte Programm BILD (s. Anhang) ermöglicht unterschiedliche Darstellungsarten. Zum einen kann durch die Wahl von Steuer-

parametern die örtliche Massenstromdichte entlang eines beliebigen Reaktordurchmessers aufgezeichnet werden; zum anderen wird die Strömungsverteilung in der gesamten axialen Eindüsungsebene sichtbar gemacht. In jedem Diagramm wird die Lage des Durchmessers bzw. der Eindüsungsebene im durchströmten Festbett mit Hilfe einer schematischen Plot-Skizze verdeutlicht und alle Betriesparameter ausgegeben. Abb. 4.8 zeigt die entstehende Überlagerungsströmung beim Eintritt eines peripheren Gasstromes in ein axial durchströmtes Festbett.



H/D = 1.2
Ms/Mg = 0,32
D = 250 mm
d = 20 mm
dk = 2,93 mm
Eps = 0,36

Abb. 4.8: Überlagerungsströmung in der Einspeiseebene bei einer peripheren Gaszuführung

Zur Überprüfung des gesamten Programms konnten die veröffentlichten Daten von LÜTZKE [43] bzw. KREMER und LÜTZKE [60] herangezogen werden. Ihre Ergebnisse wurden bei einer peripheren Massenstrom-Zuführung erzielt. Sie verwendeten als Rechenalgorithmus ein Differenzenverfahren zur dreidimensionalen Lösung der Fourier-Gleichung. Mit Hilfe der

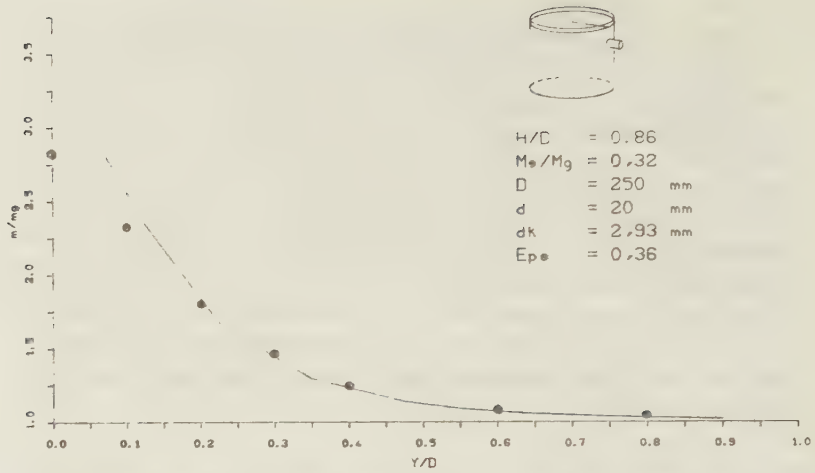
Analogie zwischen dem Impulsaustausch in gasdurchströmten Festbetten und der Wärmeleitung wurden örtliche Massenstromdichten berechnet. Sie sind entlang eines bezogenen Durchmessers in Richtung der Einspeiseachse über der Zuführung aufgezeichnet. Die Abb. 4.9 ermöglicht den direkten Vergleich der berechneten Werte von KREMER und LÜTZKE mit den Ergebnissen des Programms GIF. Die Reaktorgeometrie ist stets gleich (d_R = 250 und d_E = 20 mm). Als Partikeln wurden Kugeln mit einem mittleren Durchmesser von 2,93 mm angenommen. Damit erhält man ein d_R/d_P = 85,3 und der Einfluß der Randgängigkeit ist zu vernachlässigen. Der mittlere Lückengrad ε wurde mit 0,36 angenommen. Das Verhältnis des seitlichen Massenstroms $\dot{M}_S$ zum Grundstrom $\dot{M}_g$ beträgt 0,32. Das Massenstromdichteverhältnis

$$\frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_z} = \frac{\dot{M}_S}{\dot{M}_G} \cdot \frac{d_R^2}{d_E^2} \qquad (4\text{-}40)$$

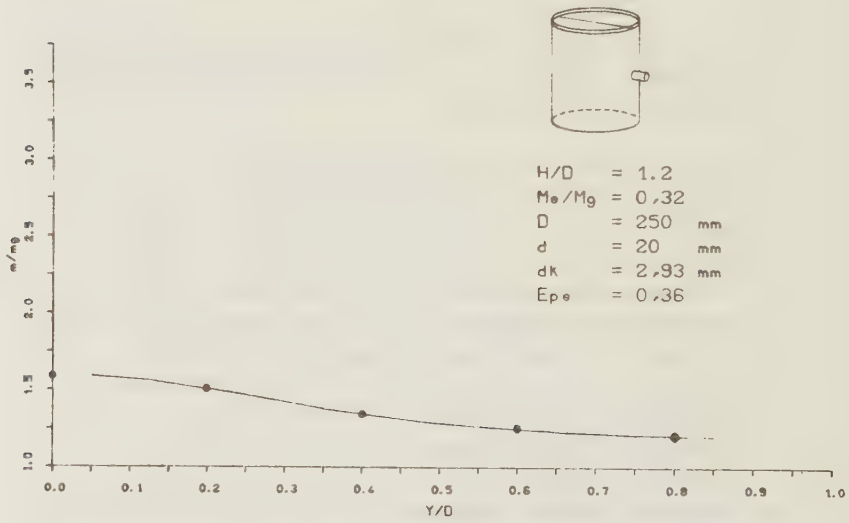
erreicht für diese Parameter den Wert 50. Der Einspeisestutzen befand sich 150 mm über dem Eintritt des axialen Grundstroms in die Schüttung.

Im oberen Diagramm wurde die bezogene örtliche Massenstromdichte $\dot{m}/\dot{m}_g$ in der Schüttung 50 mm über der Einspeisestelle dargestellt. So nahe an der peripheren Zuführung kommt es zu einem sehr ausgeprägten Anstieg der örtlichen Massenstromdichte. Auf der gegenüberliegenden Hälfte des Reaktors ($y/d_R > 0{,}5$) ist die Wirkung des peripheren Massenstroms noch nicht zu bestimmen. Die Abbildung zeigt eine geringe Abweichung der eigenen Rechnung (GIF) von den Werten nach LÜTZKE in unmittelbarer Nähe der Einspeisung.

Dem unteren Diagramm liegt eine Schüttung H = 300 mm zugrunde, und der Bezugsdurchmesser befindet sich 140 mm



STROEMUNGSVERTEILUNG IN DER HOEHE H = 50. mm UEBER DER EINSPEISUNG



STROEMUNGSVERTEILUNG IN DER HOEHE H = 140. mm UEBER DER EINSPEISUNG

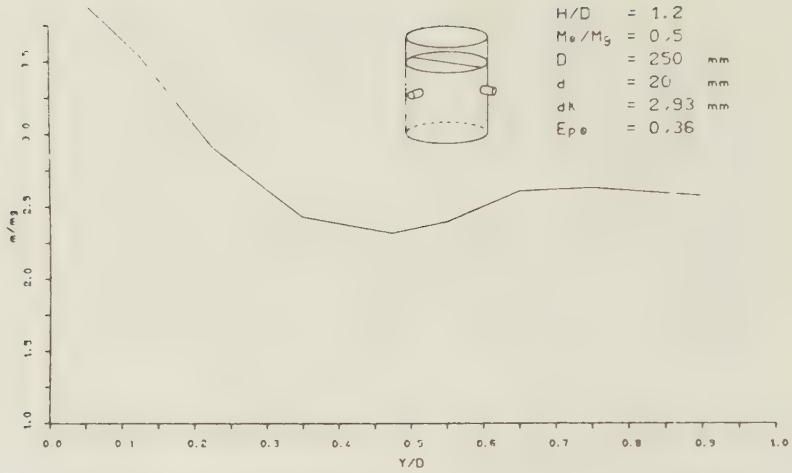
Abb. 4.9: Vergleich der Ergebnisse des Programmes GIF mit den Messungen von LÜTZKE [43]

über der Einspeisung. Es ist keine Abweichung zu den Rechnungen von KREMER und LÜTZKE [60] mehr festzustellen. Der peripher zugeführte Gasstrom wirkt sich bis in die gegenüberliegende Reaktorhälfte aus, und die örtliche Überhöhung bei y/d_R = 0,1 beträgt nur noch ca. 1,6 gegenüber 2,55 im oberen Diagramm.
Der Vergleich mit Messungen zeigt daher, daß die Ergebnisse mit GIF die Geschwindigkeitsverteilung im Festbett sehr gut wiedergeben. Lediglich in unmittelbarer Nähe der Einspeisestelle treten die erwarteten Abweichungen auf, denn in diesem Gebiet ändert sich die Steigung der Stromlinien sehr stark und die Annahme λ' = const. ist nur bedingt richtig.

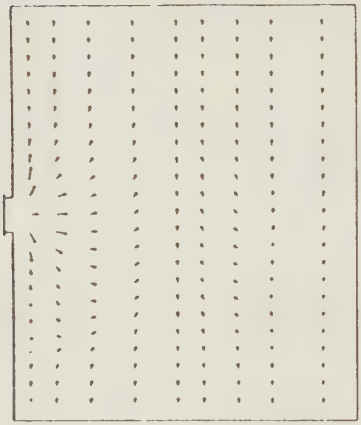
4.4.3 Ergebnisse bei geänderten geometrischen und betrieblichen Parametern

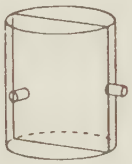
Nach den Berechnungen zur Überprüfung des Algorithmus nach Abschnitt 4.4.2 wurde das Programm GIF benutzt, um die Auswirkungen mehrerer peripherer Gaszuführungen ermitteln zu können. Wie die schematische Skizze in Abb. 4.10 zeigt, wurden drei Stutzen symmetrisch am Umfang des Reaktors vorgesehen. Der Abstand von der Einspeiseebene zur Unterkante der Schüttung betrug 150 mm. Die übrigen Parameter entsprechen den Werten im vorhergehenden Abschnitt. Das Massenstromverhältnis $\dot{M}_s/\dot{M}_g$ = 0,5 bezieht sich auf einen Stutzen. Damit wird $\dot{M}_p/\dot{M}_g$ = 1,5 und der austretende Massenstrom $\dot{M}_{aus}$ = 2,5 $\dot{M}_g$. Im oberen Bild der Abb. 4.10 erkennt man neben dem Anstieg im Gebiet der Einspeisung, hier bis zu y/d_R = 0,33,noch eine zweite geringere Anhebung des örtlichen Massenstroms bei y/d_R = 0,6 bis 0,8. Dieser unsymmetrische Verlauf ist charakteristisch für drei Einspeisungen.

Vergleicht man die Überlagerungsströmung der Einspeiseebene bei drei Stutzen (untere Darstellung in Abb. 4.10) mit der entsprechenden Plot-Zeichnung für einen Stutzen (Abb. 4.8), so stellt man fest, daß das axiale Eindringvermögen weiter zum Reaktorboden wandert. Der Grundstrom wird schon früher vom



STROEMUNGSVERTEILUNG IN DER HOEHE H = 70. mm UEBER DEN 3 EINSPEISUNGEN





H/D = 1.2
Me/Mg = 0,5
D = 250 mm
d = 20 mm
dk = 2,93 mm
Epe = 0,36

Abb. 4.10: Überlagerungsströmung bei drei peripheren Einspeisungen

seitlichen Gasstrom aus den wandnahen Schichten in den Kernbereich abgedrängt. Zusätzlich ist noch in dem der peripheren Einspeisung gegenüberliegenden Schüttungsabschnitt eine Veränderung des Durchströmungsverhaltens zu erkennen. Sie ist auf die Überhöhung der örtlichen Massenstromdichte zurückzuführen und hat ihren eigentlichen Grund im dreidimensionalen Charakter des komplex durchströmten Festbetts. Die in dieser Ebene nicht sichtbaren Stutzen 2 und 3 wirken aber auf die gezeichnete Einspeiseebene des Stutzens 1 ein und ergeben die zusätzliche Auslenkung des axialen Grundstroms.

Um mögliche technische Anwendungsfälle simulieren zu können, war es notwendig, eine weitere geometrische Konfiguration (6 Einspeisungen) zu untersuchen. Die Berechnungen an diesem Modell mit dem Diskretisierungsnetz nach Abb. 4.7 wurden für unterschiedliche Betriebsparameter durchgeführt. Wie die Ergebnisse der Rechnungen mit 3 Einspeisungen zeigten, bleibt das Gebiet des Impulsausgleichs auf die Nähe der Einspeiseöffnung beschränkt. Auch die Erhöhung des peripheren Massenstroms auf das 4-fache des axialen Grundstroms kann das Gebiet radial nur geringfügig vergrößern; die Ausdehnung in axialer Richtung bleibt begrenzt.

Um auch die Berechnungen mit dem Kreissegmentgitter überprüfen zu können, wurden mit Hilfe der in Kap. 5 beschriebenen Versuchsanlage "Komplex durchströmtes Festbett" an exponierten Stellen des Schachtofenmodells Druckmessungen aufgenommen. Der Vergleich (Abb. 4.11) zeigt, daß die Ergebnisse des Programmsystems GIF mit den Meßwerten sehr gut übereinstimmen. Lediglich bei großen Partikeln traten etwas geringere Druckausbreitungen in z-Richtung auf.

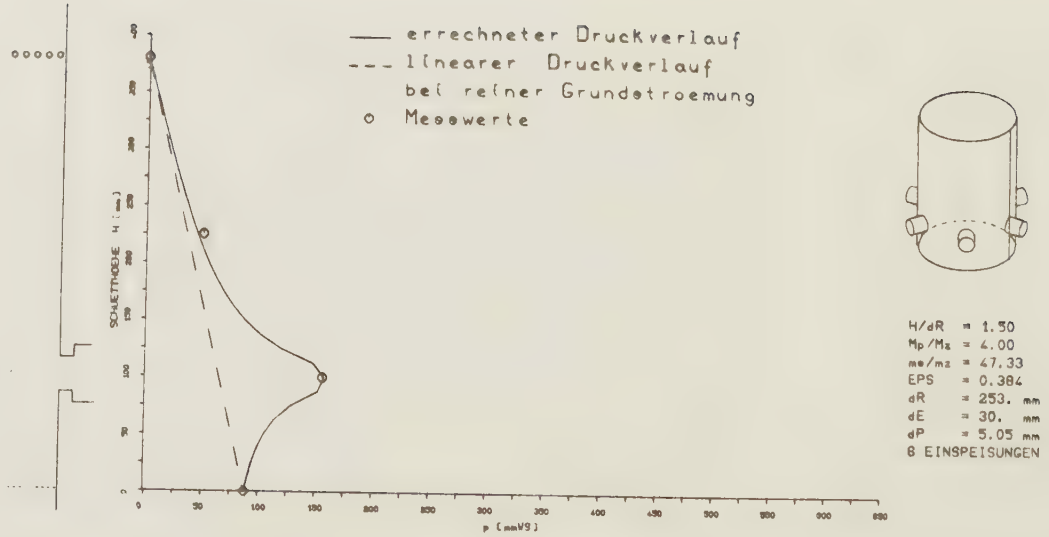
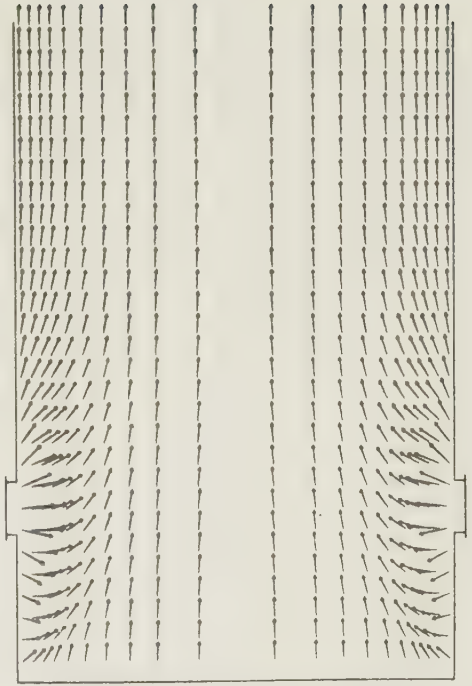
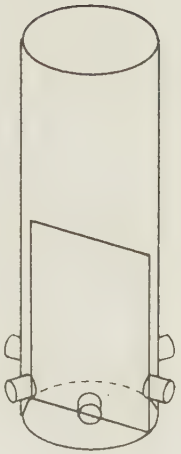


Abb. 4.11: Druckverlauf in der Schüttung an der Reaktorwand





H/dR = 3.16
Mp/Mz = 1.20
ms/mz = 14.20
EPS = 0.384
dR = 253. mm
dE = 30. mm
dP = 5.05 mm

Abb. 4.12: Gebiet des Impulsausgleiches bei sechs peripheren Einspeisungen und einer Schütthöhe von 800 mm

Als weiterer betrieblicher Parameter wurde die Schütthöhe H untersucht. Eine Vergrößerung des H/d_R-Verhältnisses auf 3,16 führt zu keiner wesentlichen Änderung der Überlagerungsströmung (Abb. 4.12).

Die "Störung" des axialen Stromes ist nach ca. einem d_R-Abstand in Richtung der Schütthöhe abgeklungen und die ungestörte eindimensionale Strömung wieder erreicht.

Die Berechnungen mit dem Programmsystem GIF zur numerischen Lösung der dreidimensionalen Potentialgleichung zeigten, daß der Bereich des Impulsausgleiches auf das Gebiet um die peripheren Einspeisungen begrenzt bleibt. Im axialen Abstand $z = d_R$ zur seitlichen Einspeiseebene ist die örtliche Massenstromdichte über der Reaktorgrundfläche konstant. Damit läßt sich eine Schüttung mit peripherer Gaszuführung und axialer Grundströmung in zwei Abschnitte unterteilen. Das ist zum einen der komplex durchströmte Bereich mit einem starken Impulsaustausch (in Abb. 4.12 als zweidimensionales Vektorfeld der Überlagerungsströmung dargestellt), und zum anderen ein sich anschließender rein axial durchströmter Teil (oberer Abschnitt der Reaktorskizze) mit konstanter örtlicher Gasbeladung. Hier gelten die bekannten Gesetzmäßigkeiten der einfach gasdurchströmten Schüttung mit $\dot{M} = \dot{M}_p + \dot{M}_z$.

5. Beschreibung der Versuchsanlage

Die Stofftransportvorgänge in komplex durchströmten Schüttungen sind neben dem Impulsaustausch wesentlich von Vermischungseffekten der unterschiedlich zugeführten Gasströme abhängig. Um die erzielbaren Vermischungsgrade (≙ Konzentrationsausgleich) technischer Systeme beurteilen zu können, ist das Eindringverhalten eines/mehrerer peripherer Teilgasströme in eine axiale Grundströmung von besonderem Interesse.

Wie in Kap. 4 erläutert, ist es mit Hilfe eines numerischen Lösungsverfahrens möglich, die dreidimensionale Massenstromdichteverteilung eines komplex durchströmten Schachtofens für eine Vielzahl von Randbedingungen zu erfassen. Im Falle des isothermen Haufwerkes mit konstanter Dichte des strömenden Mediums sind Strömungs- und Konzentrationsfeld als entkoppelt anzusehen. Neben dem vom Strömungsfeld geprägten konvektiven Stofftransport ist ein Diffusionsvorgang an der Grenzfläche zwischen den unterschiedlich zugeführten Gasströmen wirksam. Daher wird das Vermischungsprofil eine vom Strömungsfeld abweichende Form annehmen.

Um mögliche Berechnungsverfahren des Stofftransports in gasdurchströmten Schüttungen auf ihre Anwendbarkeit überprüfen zu können, ist es notwendig, entsprechende experimentelle Untersuchungsergebnisse als Vergleichsgrundlage heranziehen zu können. Da aus der Literatur nur sehr wenige zuverlässige Messungen zu diesem Problem bekannt sind, wurde eine semitechnische Versuchseinrichtung entwickelt. Mit dieser Versuchsanlage konnte das entstehende dreidimensionale Vermischungsfeld einer komplex durchströmten Schüttung (Schachtofenausschnitt) für mehrere geometrische Konfigurationen und diverse Betriebsbedingungen ermittelt werden.

5.1 Modulares Schachtofenmodell mit unterschiedlicher Gaszuführung

Kernstück der Versuchsanlage ist ein modular aufgebautes Schachtofenmodell. Um eine komplex durchströmte Schüttung (Abb. 3.3) zu erhalten, muß das Festbett neben der axial gerichteten Grundströmung von einem oder mehreren peripheren Gasströmen gespeist werden.

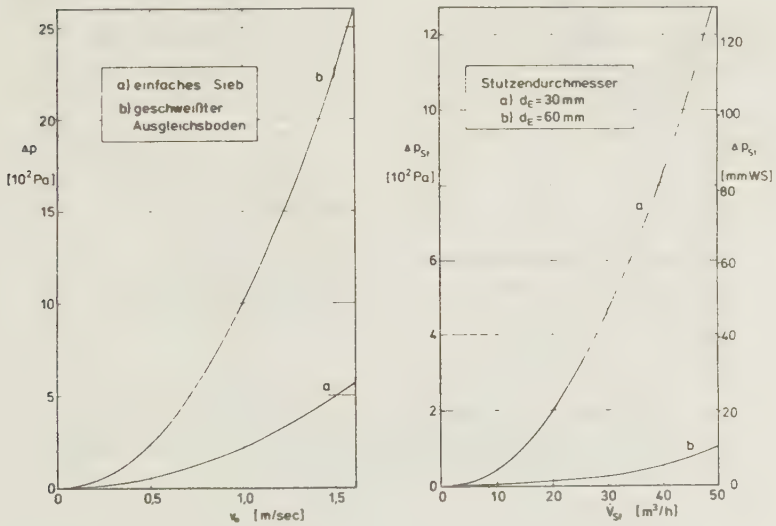
5.1.1 Aufbau des Festbettreaktors

Die geometrischen Abmessungen des Festbettes werden im wesentlichen vom d_P/d_R-Verhältnis geprägt, denn dies ist von erheblichem Einfluß auf die Randgängigkeit. Wie in Abschnitt 3.2.2 (Tabelle 2) schon erwähnt, standen als Füllkörper kugelige Glaspartikeln mit einem Nenndurchmesser zwischen 2 und 12 mm zur Verfügung. Soll die Änderung des örtlichen Lückengrades $\varepsilon(r)$ von der mittleren Porosität ε_0 bzw. $\bar{\varepsilon}$ der Schüttung für einen Wandabstand $\delta/R > 0{,}1$ immer kleiner als 5 % sein, so ergibt sich daraus ein Schachtofendurchmesser von ca. 250 mm. Aus fertigungstechnischen Gründen wurde d_R = 253 mm gewählt. Um eine möglichst vielseitig verwendbare Versuchsanlage zu erhalten, ist der Reaktor in einzelne Edelstahlzylinder (Schüsse) unterschiedlicher Länge unterteilt. Der Zusammenbau erfolgt über Flanschverbindungen. Die maximale Reaktorhöhe beträgt 1200 mm; dies entspricht einem H/d_R = 4,75. Die erreichbaren Schütthöhe zu Partikeldurchmesser-Verhältnisse sind in Tab. 2 angegeben.

Ein Reaktorzylinder ist für den Anschluß der Zuführungsleitungen des peripheren Gasstroms vorgesehen. Die sechs symmetrisch am Umfang angeordneten radialen Stutzen haben einen Innendurchmesser von 60 mm. Werden gebohrte Paßstutzen eingebaut, so kann der Einspeisedurchmesser d_E verändert werden. Durch das eingeklebte Sieb werden die Partikeln im Reaktor zurückgehalten. Nach Anforderungen können

einzelne Stutzen stillgelegt werden. Die periphere Gaszuführung erfolgt durch eine jeweils anzupassende Ringleitung.

An zwei weiteren Schüssen sind Manometerringleitungen angebracht. Mit den zugehörigen Meßeinrichtungen dienen sie dazu, die axiale Druckverteilung an der Reaktorwand zu ermitteln.
Die Schüttung ruht auf einem Anströmboden, es stehen zwei Siebe zur Verfügung. Beim Sieb a handelt es sich um ein einfaches Feinlochblech (Comidur 98), während Sieb b einen speziell geschweißten Boden (Fa. Hein und Lehmann) darstellt. Er soll eine asymmetrische Anströmung vermeiden. Die Druckverlustwerte beider Siebe sind in Abb. 5.1 enthalten. Daneben zeigt das Bild den Druckverlust der peripheren Gaszuführung bei unterschiedlichem Durchmesser d_E.



axiale Anströmung periphere Anströmung

Abb. 5.1: Druckverlust der Eintrittsgeometrien

Das Festbett muß von einem möglichst gleichmäßigen axialen Grundstrom angeströmt werden. Dies wird durch eine Venturi-Erweiterung vom Rohr- auf den Schachtdurchmesser und eine vorgeschaltete Beruhigungsschüttung erreicht. Das Schachtofenmodell orientiert sich an vergleichbaren Versuchsanordnungen, wie sie in der Literatur (z.B. [23, 42, 63]) vorgeschlagen wurden. Abb. 5.2 zeigt den Aufbau.

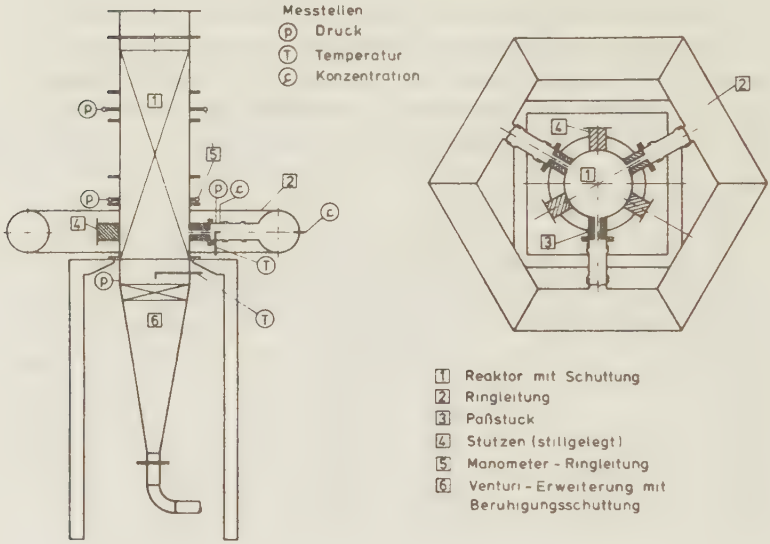


Abb. 5.2: Aufbau des modularen Schachtofenmodells mit drei peripheren Einspeisungen

5.1.2 Nebeneinrichtungen

Zwei mit Hilfe von thyristorgesteuerten Gleichstrommaschinen angetriebene Drehkolbengebläse liefern die benötigten Luftströme. Die maximale Förderleistung beträgt ca. 300 bzw. 150 m^3/h. Zur Messung des Haupt- und Sekundärstroms werden mehrere DIN-Normblenden verwendet, die in eine Meßstrecke nach DIN 19205 eingebaut sind. Die Öffnungsverhältnisse variieren zwischen m = 0,06 und m = 0,6. Um den zeitlichen Verlauf der Fördermenge registrieren zu können, wird der Wirkdruck der Normblende mit Hilfe einer kapazitiven Druckmeßdose in ein Spannungssignal umgewandelt und aufgezeichnet. Da der Einfluß der Dichteänderungen der Luft zu berücksichtigen ist, liegt die Meßgenauigkeit für die Volumenstrombestimmung unter 2 %. Für jeden Teilluftstrom sind zwei unterschiedliche Blenden im Einsatz. So ist gewährleistet, daß die Volumenstrombestimmung über einem sehr großen Bereich ohne Umbauarbeiten durchgeführt werden kann. Da der periphere Sekundärluftstrom über die Ringleitung auf maximal sechs Stutzen verteilt wird, ist es notwendig, über eine Druckmessung vor jeder Eintrittsdüse die zugeführte Gasmenge zu kontrollieren, um die Gleichwertigkeit aller Einspeisungen sicherzustellen. Ebenso werden Temperatur und Druck vor dem Anströmboden gemessen.

Die örtliche Verteilung über der Festbettoberfläche wird mit einer Dreifachsonde ermittelt. Sie wird mit einem eigens entwickelten r-φ-Koordinatentisch ($r \leq 128$ mm, $\varphi = 360°$) bewegt, Abb. 5.3. Der Abstand in z-Richtung zwischen Sondenmund und Partikeln wird durch eine Klemmeinrichtung fixiert. Die radiale Positionierung erfolgt mit einer Mikrometerschraube (± 0,01 mm); während die φ-Koordinate mit einer Winkelgenauigkeit kleiner 0°30' einzustellen ist. Bei der Entwicklung der Meßsonde wurde berücksichtigt, daß massebehaftete Aufnehmer in Wechselwirkung mit der Gasströmung über dem Festbett stehen. Die Sonde erlaubt die gleichzeitige Messung des Konzentrations- und Temperaturfeldes.

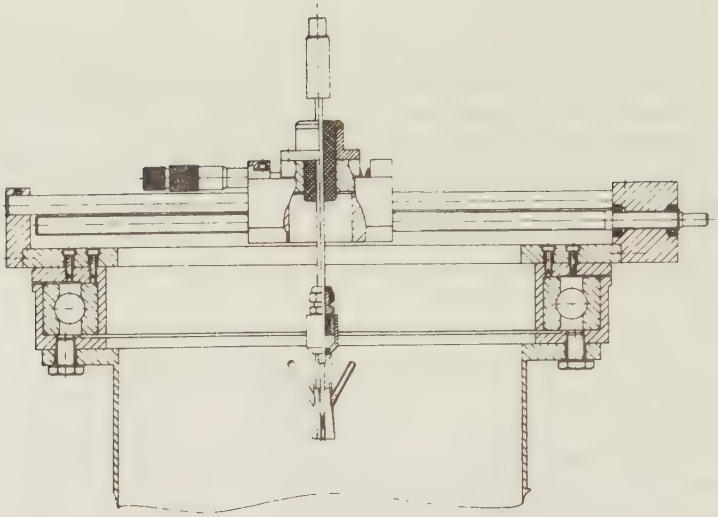


Abb. 5.3: Aufbau der Meßsonde und des r-φ-Koordinatentisches

Für weitergehende Versuche ist als Option vorgesehen, mit Hilfe eines Hitzedrahtes im vorderen Sondenbereich eine Geschwindigkeitskomponente zu messen. Die Voruntersuchungen führten zu einer kegelförmigen Sondengeometrie. Trotz integriertem Hitzedrahtfühler, Thermoelement und Entnahme eines Meßgasstromes blieben die Auswirkungen auf die Strömung relativ gering. Wie Abb. 5.4 zeigt, liegt die Veränderung des Strömungsprofils im allgemeinen unter 5 %, wenn die Anströmgeschwindigkeit v_o größer 0,2 m/sec ist. Die Geschwindigkeitsmessungen für die Entwicklungsversuche der Mehrfachsonde wurden mit einem CT-Hitzedrahtanemometer der Firma TSI-Inc. mit geeichten Sonden, Polynom-Linearisator und Integrationszeitverlängerung durchgeführt.

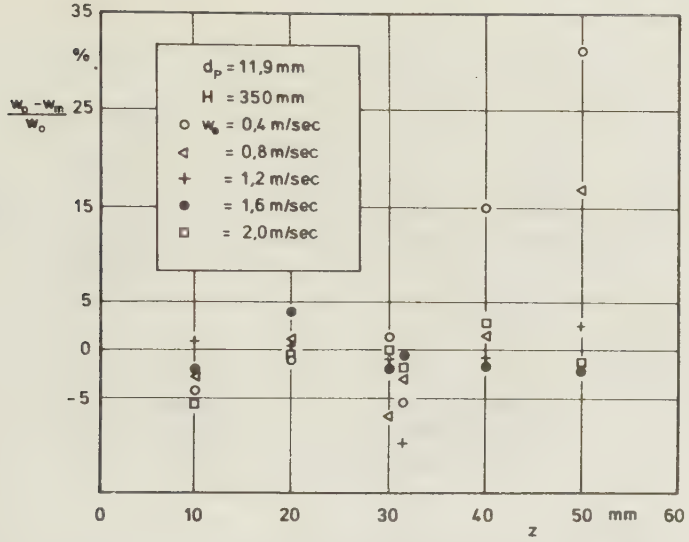


Abb. 5.4: Einfluß der Meßsonde auf das Strömungsprofil über der Schüttungsoberfläche mit FID-Betrieb

5.2 Spurengasbeladung und Konzentrationsmessung

Um das Eindringverhalten peripherer Luftströme in ein axial luftdurchströmtes Festbett bestimmen zu können, unterscheiden sich die beiden Teilgasströme durch ein Spurengas, das dem peripheren Luftstrom zugemischt wird. Bei allen Konzentrationsmessungen wurde Methan (CH_4) benutzt.

Die komplette Versuchseinrichtung einschließlich Methan-Dosierung und Konzentrationsmeßstation zeigt Abb. 5.5. Aus der CH_4-Vorratsflasche wird über eine Schwebekörperanzeige und ein Nadelventil das Methan dem Sekundärluftstrom zudosiert. Die Beimischung des CH_4 als Spurengas erfolgt in einer zentralen, der Rohrströmung entgegengerichteten Verteilerdüse. Aufgrund des turbulenten Profils (Re = $1{,}5 \cdot 10^4 \div 1{,}1 \cdot 10^5$) und der langen Beruhigungsstrecke kann von einer vollkommenen Durchmischung des Methan-Luft-Gemisches ausgegangen werden. An der Konzentrationsmeßstelle zwischen Normblende und Ringleitung wird der CH_4-Wert kontrolliert.

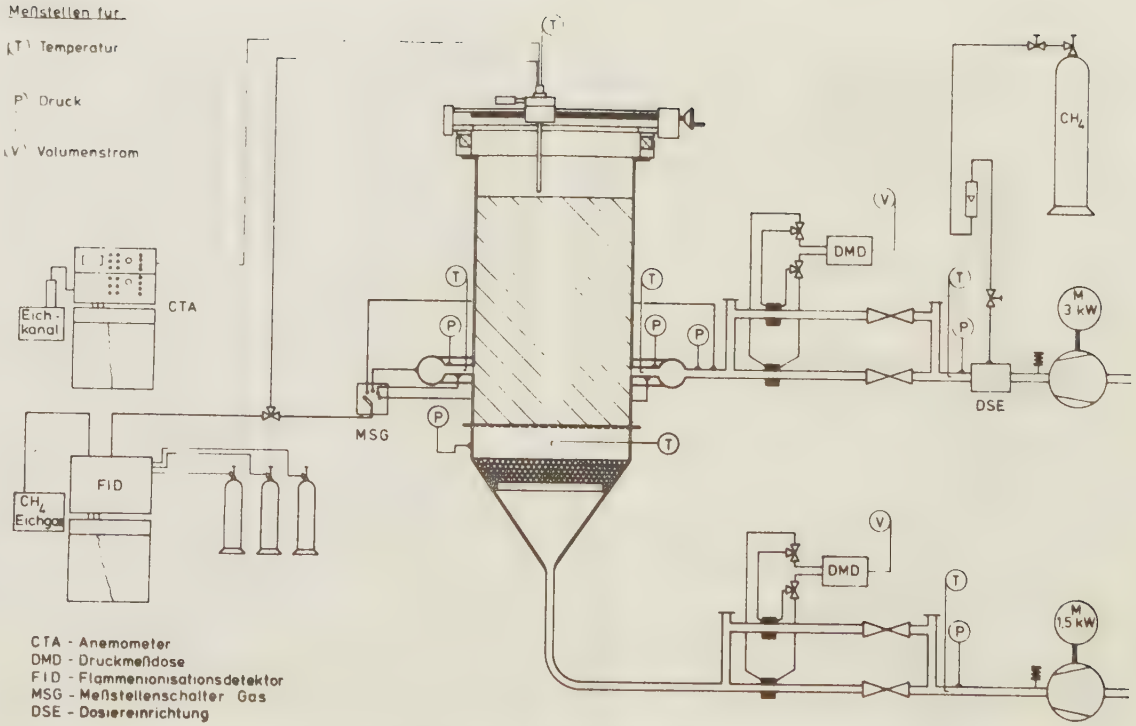


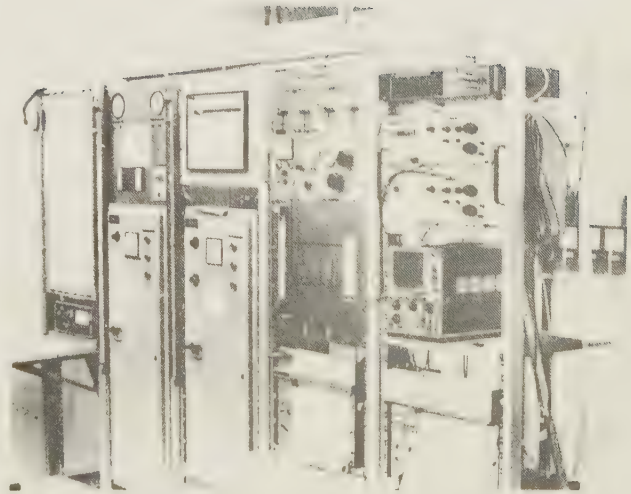
Abb. 5.5: Versuchsanordnung zum komplex durchströmten Festbett eines Schachtofenmodells

An den einzelnen Einspeisestutzen kann die Methaneintrittskonzentration c_0 gemessen werden. Die Abweichung der Werte lag stets unter 1 %.

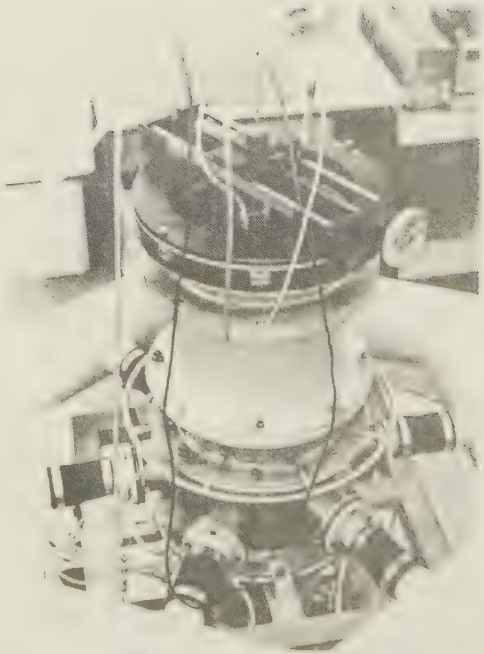
Durch die Verwendung von Methan ist es möglich, mit einem standardisierten Konzentrationsmeßgerät für Kohlenwasserstoffe zu arbeiten. Zum Einsatz kam ein Flammenionisationsdetektor (Fa. Ratfisch, Typ RS 5). Der maximale Meßgasstrom beträgt ca. 30 l/h. Das entspricht einer Gasgeschwindigkeit < 0,13 m/sec im oberen Bereich der Mehrfachsonde. Durch den kegelförmigen Querschnitt kommt es zu einer Absenkung dieses Störwertes. Ein wesentlicher Einfluß auf die zu messende Strömung ist nur dann zu befürchten, wenn die Geschwindigkeit der Luftströmung des Festbettes in der Größenordnung von 0,1 m/sec liegt.

Die Eichung des Gesamtkohlenwasserstoffanalysators (FID) erfolgte mit einer Mischung aus Methan und synthetischer Luft. Mit Hilfe zweier in Reihe geschalteter Meßgaspumpen konnte eine lineare Eichkurve bis 1000 ppm aufgenommen werden.

Abb. 5.6 zeigt die Ansicht des Schachtofenmodells und der Steuer-, Meß- und Registriereinheit.



Steuer-und Registriereinheit



Schachtofenmodell

Versuchsanlage:

Komplex durchströmtes Festbett

Abb. 5.6: Ansicht der Versuchseinrichtungen

6. Bestimmung charakteristischer Größen und Versuchsdurchführung

6.1. Bestimmung des effektiven Kugeldurchmessers d_p und des tatsächlichen Lückengrades ε

Vor den Messungen zum Vermischungsablauf mußten die wichtigsten Größen der vorliegenden Schüttung ermittelt werden. Wie in Tab. 2 schon erwähnt, wird als charakteristische Füllkörpergröße nicht der Nenndurchmesser der Partikeln, sondern ein effektiver Durchmesser herangezogen. Zur Problematik der Kennzeichnung und Darstellung von Partikelkollektiven eines diskret-dispersen Systems (Schüttung) sei auf [85] verwiesen.

Der Unterschied zwischen Nenn- und effektivem Durchmesser ist auf die teilweise recht stark von der Gestalt der Kugel abweichenden Form der Partikeln zurückzuführen. Aufgrund dieses "eiförmigen" Aufbaus war die Bestimmung des effektiven Partikeldurchmessers d_p über eine Rückstandssummenverteilung nicht möglich. Auch kann der von POLTHIER [27] vorgeschlagene repräsentative Durchmesser der Mehrkornschüttung nicht benutzt werden, da die repräsentative Oberfläche der Partikeln nicht bekannt ist.

Für diese Arbeit wurde der effektive Kugeldurchmesser d_p als Äquivalentdurchmesser der volumengleichen Kugel ermittelt. Um einen möglichst genauen Wert zu erhalten, wurden für jeden Nenndurchmesser mehrere Fraktionen mit einigen Hundert Partikeln untersucht. Die Berechnung des Durchmessers d_p stützt sich auf eine Messung der Masse und des Volumens der Fraktionen.

Tabelle 5: Eigenschaften der Schüttgutpartikeln

d_{Pn} Nenndurchmesser [mm]	Fraktionen [-]	Anzahl der Partikeln [-]	ρ_P mittl. Dichte d. Partikeln [kg/m³]	d_P effektiver Durchmesser [mm]	H maximale Schütthöhe i. Reaktor [mm]
2	4	2 x 100 2 x 200	2750	1,97	500
3	(-)	1 x 100 (1 x 1000)	2850	2.96	300
3.5	(-)	1 x 100 (1 x 1000)	2580	3.38	300
5	4	2 x 50 2 x 100	2850	5,05	850
7	4	2 x 50 2 x 100	2750	6,91	800
12	10	2 x 25 2 x 50 2 x 75 2 x 100 2 x 125	2550	11.77	1000

Da der Lückengrad eine enorme Bedeutung für die Transportvorgänge in gasdurchströmten Schüttungen (vergl. Abschn. 3.1) hat, wurde er für jede Meßreihe, d.h. für jedes erzeugte Festbett, experimentell ermittelt. Mit

$$\varepsilon = 1 - \frac{M_P}{A_R \cdot \rho_P \cdot H} \qquad (6\text{-}1)$$

kann aus der eingebrachten Füllkörpermasse M_p und der Schütthöhe H die Porosität des Festbettes errechnet werden.

Um die Schütthöhe einigermaßen exakt zu bestimmen, wurde vor der Messung die Schüttgutoberfläche mit einer Platte eingeebnet. Auf eine Korrektur der Schütthöhe, die den Einfluß der beiden begrenzenden Stirnflächen beinhaltet, wurde verzichtet. Nach BARTHELS [24] ist diese Störung insbesondere bei kleinen Säulenlängen, also relativ geringer Anzahl von Partikelschichten, zu berücksichtigen. Wird Gl. (6-1) herangezogen, so ist es notwendig, die Partikeldichte ρ_p genau zu bestimmen. Für die Wägemethode (PROFOS [91]) wurde eine Feinwaage in Verbindung mit einem Pyknometer benutzt. Wie Abb. 6.1 zeigt, schwanken die ermittelten Werte innerhalb der Bandbreite zwischen lockerster und dichtester Schüttung, wie sie von SONNTAG angegeben wurde. Die Abbildung stellt den Verlauf von Gl. (3-3) dar und man erkennt, daß der tatsächliche Lückengrad der erzeugten Schüttungen bis zu 5 % vom theoretischen Wert abweichen kann.

Größere örtliche Schwankungen des Lückengrades durch Brückenbildung oder andere Störeinflüsse wurden durch einen möglichst gleichmäßigen Einfüllvorgang vermieden. Die erzeugte Schüttung zeigte die im Abschn. 3.1 geforderte stochastische Homogenität, d.h. sie war isotrop. Der bei allen nicht unendlichen Schüttungen auftretende Effekt der Randgängigkeit an einer glatten Wand ist allerdings nicht auszuschließen, ohne erhebliche konstruktive Veränderungen (z.B. Wandpro-

filierung in der Größenordnung des Partikeldurchmessers) anzubringen. Der Einfluß des bezogenen Wandabstandes auf die Porosität ε kann mit Hilfe der Beziehung

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \; [1 + b \cdot \exp -a\delta/d_p)] \qquad (6\text{-}2)$$

berechnet werden. Nach CHANDRASEKHARA [49] wird für die Koeffizienten angegeben a = 3 und b = 1. Dabei ist δ der radiale Wandabstand. Da

$$\delta = R - r \qquad (6\text{-}3)$$

ist, kann man Gl. (6-2) auch in die Form $\varepsilon = f(r)$ bringen. Ähnliche Ergebnisse wurden von PILLAI [93] veröffentlicht.

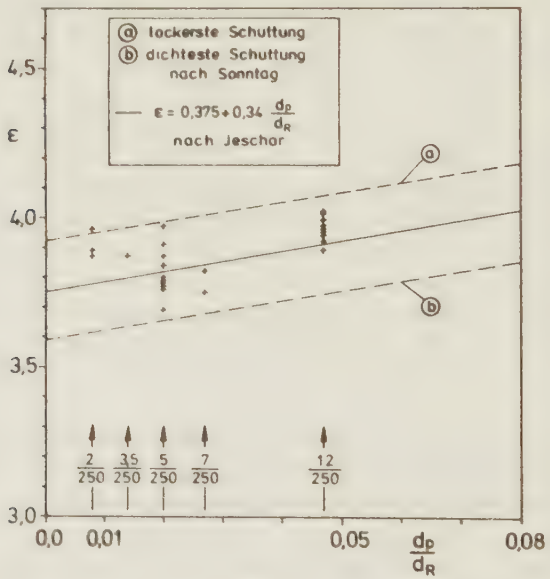


Abb. 6.1: Gemessene Porositätswerte der Schüttung bei unterschiedlichem Verhältnis Partikelnenndurchmesser/ Schachtdurchmesser

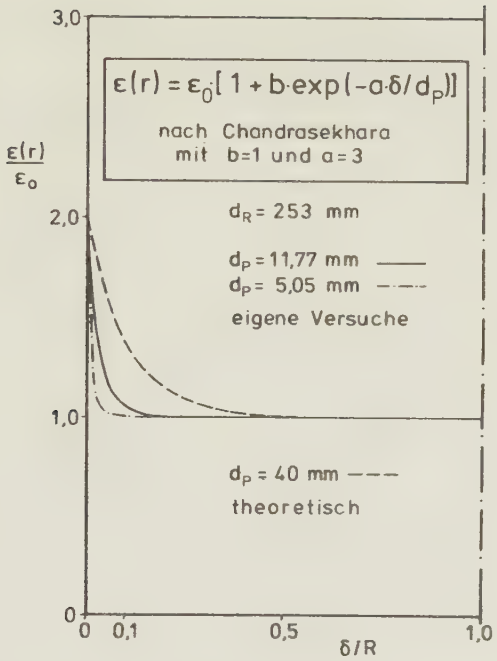


Abb. 6.2: Breite der randgängigen Zone des Schachtofenmodells bei verschiedenen Partikeln d_P = 5.05 und 11,77 mm

Eine Abschätzung der randgängigen Zone für das Schachtofenmodell zeigt, daß für die 12mm-Packung nach ca. 0.1 R der mittlere Lückengrad erreicht ist (Abb. 6.2). Bei kleineren Füllkörpern wird diese Zone noch wesentlich geringer. Danach wird sich der ungünstigste Fall (d_P = 11,77 mm) nur unwesentlich auswirken, denn der randgängige Bereich liegt bei ca. 19 % der Reaktorgrundfläche.

6.3 Durchführung der Konzentrationsmessungen über komplex durchströmten Schüttungen

Ziel der Konzentrationsmessungen war es, über der Schüttgutoberfläche eines komplex durchströmten Festbettes das zweidimensionale Feld des Vermischungsgrades c/c_0 eines Spurengases aufzunehmen. Die Eintrittskonzentration des Methans im peripheren Luftstrom wurde für alle Messungen auf 980 ppm gehalten. Dieser Wert konnte nach dem Nullpunktabgleich und der Linearitätsprüfung des FID vor der Ringleitung ermittelt bzw. eingestellt werden. Mit dem Gasmeßstellenumschalter wurde die Eintrittskonzentration c_0 jeder einzelnen Einspeisung überprüft. Für den stationären Betriebspunkt wurde mit Hilfe des r-φ-Koordinatentisches die Mehrfachsonde entlang einer Meßachse über das Festbett geführt. Der Abstand vom Sondenmund zur Schüttgutoberfläche lag zwischen 5 und 10 mm. Über einer Meßachse wurden 17 c-Werte aufgenommen. Um den stationären Zustand zu überprüfen, wurde nach jeder vierten Messung die Methankonzentration in der Ringleitung kontrolliert. Ein Nachregeln außerhalb der Toleranzbreite von ± 10 ppm war fast nie nötig. Insgesamt wurden über jeder Schütthöhe mindestens sechs Meßachsen angefahren. Die Lage dieser Achsen zu den Einspeisungen des peripheren Gasstromes ist der Abb. 6.3 zu entnehmen.

Pro Achse wurden 17 radiale Positionen berücksichtigt. Dies führte zu 102 diskretisierten Werten über einer Schüttgutoberfläche. So war es möglich, aus den Konzentrationsmessungen den Vermischungsgrad c/c_0 als Funktion der Koordinaten r und φ

$$c/c_0 = f(r,\varphi) \qquad (6\text{-}4)$$

über jeder beliebigen Schütthöhe zu ermitteln. Mit Hilfe eines Tischcomputers mit angeschlossenem Plotter konnte der Verlauf der Funktion 6-4 aus den Meßwerten sofort darge-

stellt werden. Das Auswerteprogramm diente auch zur Datenhaltung der umfangreichen Meßwerte.

Für einige Abschnitte der Meßachse konnte eine Symmetrie-

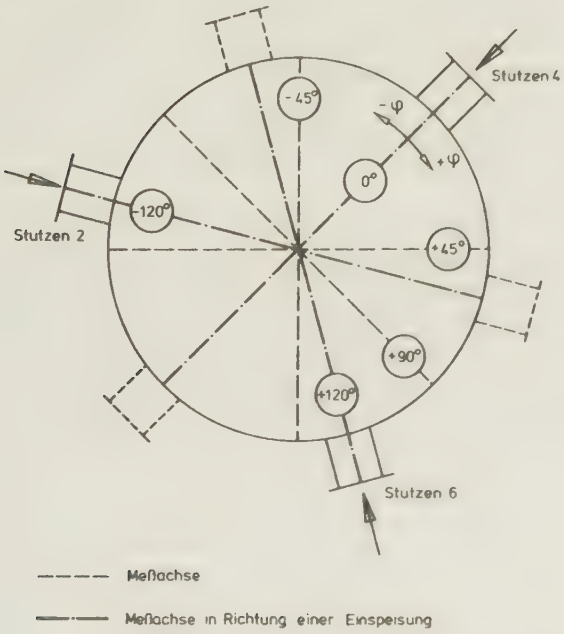


Abb. 6.3: Lage der Meßachsen über der Schüttgutoberfläche

bedingung aufgestellt werden. So sind alle Achsen in Richtung einer Einspeisung gleichberechtigt, und man kann eine entsprechende Mittelung vornehmen, um so die Einflüsse durch unterschiedliche Strömungspassagen ausgleichen zu können. Ähnliches gilt z.B. auch für die 90°-Achse, die an der Reaktormitte symmetrisch ist.

Das Vermischungsfeld über dem komplex durchströmten Reaktor konnte in Abhängigkeit von Schütthöhe, Zahl der Einspeisungen, Partikeldurchmesser und Verhältnis von peripherem Teilgasstrom zu axialem Grundstrom aufgezeichnet werden. Die aus den möglichen Kombinationen ausgewählten Betriebspunkte der Parameterstudie sind dem Anhang 11.3 zu entnehmen. Insgesamt wurden mehr als 6000 Messungen gespeichert.

Um einen Einfluß der Methankonzentration c_o auszuschließen, wurde für einen konstanten Betriebspunkt der Wert c_o von 980 ppm auf 4000 ppm erhöht bzw. auf 100 ppm erniedrigt. Die entsprechende Versuchsauswertung zeigte deckungsgleiche Profile des Vermischungsgrades. Die Reproduzierbarkeit der Messungen war sehr gut. Nach einem vollständigen Umbau der Versuchsanlage wurden frühere Versuchspunkte im Rahmen der Meßgenauigkeit sofort erreicht.

7. Darstellung des Vermischungsfeldes anhand der durchgeführten Parameterstudie und Vergleich mit den Berechnungen zum reinen Impulsaustausch

7.1. Komplex durchströmtes Festbett mit einer peripheren Gaszuführung

Wie in Kap. 5 und 6 erläutert, dient die Methankonzentration ($c = c_0$) des peripheren Teilgasstromes dazu, das Eindringverhalten dieses Gasstromes in das axial durchströmte Festbett zu bestimmen. Das entstehende Vermischungsfeld wird durch die zu messende Methankonzentration c, bezogen auf die Konzentration an den peripheren Einspeisestellen c_0 charakterisiert. Daher gilt für $c/c_0 = 1$ reiner Peripheriegasstrom und $c/c_0 = 0$ ungemischter axialer Grundstrom.

Diese Vorgehensweise wurde erstmalig von KREMER und LÜTZKE [60] angewandt. Die Ergebnisse dieser Arbeit zur Stoffausbreitung in Schüttungen sollen als Grundlage dienen. Allerdings sind einige Hinweise notwendig. Die Entnahme des Probengases erfolgte für die genannte Untersuchung mittels einer Sonde, die aus einem langen Edelstahlröhrchen bestand, das an einem Ende geschlossen und etwa mittig angebohrt war. Die Länge des Probenahmerohres war so konzipiert, daß eine Konzentrationsmessung über dem gesamten Schachtquerschnitt vorgenommen werden konnte. Durch den Einbau entsprechender Führungsrohre am Festbettreaktormodell war es möglich, in verschiedenen, aber festgelegten Höhen unter- und oberhalb der Achse der Einspeiseöffnungen das Konzentrationsprofil $c = f(r)$ auszumessen. Die Untersuchungen von KREMER und LÜTZKE [60] erlaubten daher eine recht genaue Aussage über den Vermischungsvorgang in unmittelbarer Nähe der Einspeisestelle. Dagegen war es nicht möglich, das zweidimensionale Feld $c = f(r,\varphi)$ einer zur Reaktorgrundfläche parallelen Ebene aufzunehmen. Aufgrund der speziellen Einrichtungen konnte nur die zweidimensionale Höhenverteilung, d.h. $c = f(r,z)$ in Richtung der peripheren Einspeiseachse er-

mittelt werden. Die Schütthöhe war im Vergleich zu den eigenen Messungen gering, so daß die Aussage nach dieser Arbeit auf das direkte Einspeisegebiet einer peripheren Gaszuführung beschränkt bleibt. Auch beinhaltet das in [60] vorgestellte Meßprinzip die systematische Gefahr aller Sondenmessungen in Schüttungen. Da der Durchmesser der Sonde in der Größenordnung des Partikeldurchmessers liegt und die axiale Sondenausdehnung wesentlich größer ist, kann es zu Randgängigkeitseffekten kommen.

Bei den eigenen Messungen befand sich die Entnahmesonde stets frei beweglich über der Schüttgutoberfläche. Dies gewährleistete, ein vollständiges Konzentrationsfeld $c = f(r,\varphi)$ einer waagerechten Ebene aufzunehmen. Durch die axiale Verlängerung der Schüttung konnte ein quasi-dreidimensionales Vermischungsfeld $c = f(r,\varphi,z)$ ermittelt werden. Allerdings bedingt das verwendete Meßprinzip eine bestimmte Mindestschütthöhe. Diese betrug für alle Versuchsreihen ca. 250 mm, da bei kleineren Festbetten die verbleibende Säulenlänge über der Einspeiseebene der peripheren Gaszuführung einen zu geringen Strömungswiderstand bildete und es an diesen Stellen der Schüttung zu einer Auflockerung bzw. Bewegung der Partikeln kam. Für extreme Versuchsbedingungen ging die gasdurchströmte Schüttung in ein Wirbelbett über. Daher mußte der von KREMER und LÜTZKE [10] untersuchte Bereich kleiner Strömungswege vor der Einspeisestelle ausgespart bleiben. Die maximale Schütthöhe für die Reihenmessungen lag bei 800 mm und damit wurden Vermischungsfelder aufgenommen, bei denen das Verhältnis H/d_R um den Faktor 2.5 größer war als bei den erwähnten Untersuchungen nach [60].

Wie in Kap. 6.2 beschrieben, lieferten die Experimente die einfachen Vermischungsfunktionen $c = f(r,\varphi)$ entlang des Durchmessers.

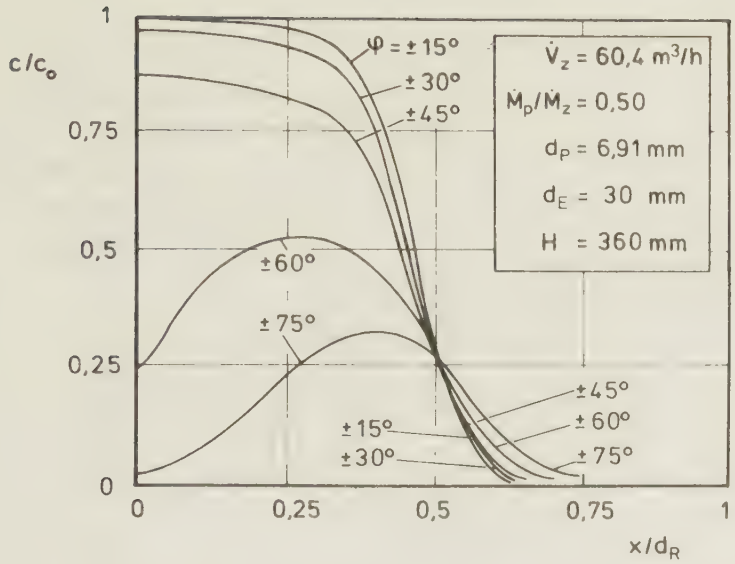


Abb. 7.1: Verlauf des Vermischungsgrades $c/c_0 = f(x/d_R)$ über der Schüttgutoberfläche (φ-Winkel zur Einspeiseachse, h_E = 200 mm)

Bei unterschiedlicher Lage der Meßachse, (der Winkel φ gibt die Drehung gegenüber der peripheren Einsepeiserichtung an) zeigt Abb. 7.1 den gemittelten Verlauf des Vermischungsgrades c/c_0 auf. Aus den Kurvenzügen läßt sich das Konzentrationsfeld für eine horizontale Ebene entwickeln. Die Abb. 7.2 zeigt die kreisähnlichen Durchdringungslinien des peripheren Gasstromes in den axialen Grundstrom und weist auf die Ähnlichkeit mit den Formfunktionen der Fourier-Analyse für den ebenen zweidimensionalen Impulsaustausch (Kap. 4.3) hin. Die Eindringtiefe ist für die 50 %-Vermischung - entsprechend $c/c_0 = 0,5$ - bei dem realen dreidimensionalen Konzentrationsfeld wesentlich größer, als nach der theoretischen Abschätzung für den zweidimensionalen Fall

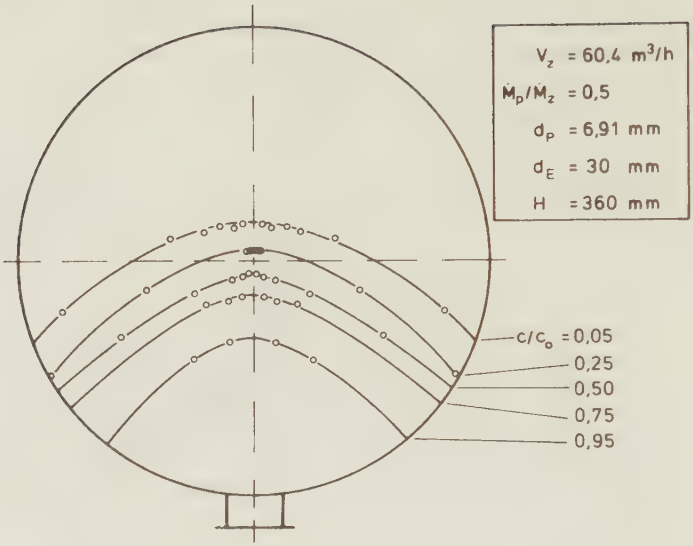


Abb. 7.2: Linien gleicher Vermischung über der Schüttgutoberfläche, h_E = 200 mm

zu erwarten war und reicht bis zur Reaktormitte für die 7 mm-Schüttung.

Werden mehrere dieser horizontalen Ebenen bei unterschiedlicher Säulenhöhe, aber ansonsten gleicher Versuchsparameter ausgewertet, so erhält man eine Darstellung des Konzentrationsprofiles im Längsschnitt des Reaktors (Abb. 7.3) und der Einfluß der Lauflänge der Gasströme auf den Vermischungsgrad läßt sich abschätzen.

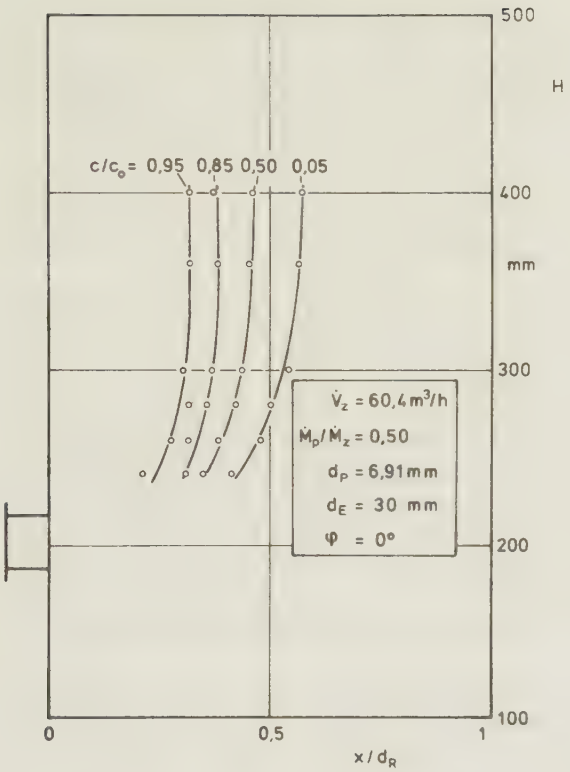


Abb. 7.3: Vertikales Vermischungsfeld aus sechs Meßreihen über verschiedenen Schütthöhen für eine periphere Gaszuführung

Als Ergebnis der Versuche zum Vermischungsgrad in komplex durchströmten Schüttungen mit einer peripheren Einspeisung läßt sich festhalten, daß die stärkste Vermischung in dem Bereich der Schüttung nachzuweisen ist, in dem der Impulsausgleich der unterschiedlich zugeführten Gasströme noch nicht stattgefunden hat, also in direkter Nähe der Einspeisung. Mit zunehmender Schütthöhe und damit Lauflänge ändert sich die Lage der Linie $c/c_0 = 0{,}5$ nicht mehr wesentlich, dagegen nimmt die Vermischungsbreite stetig zu.

Der Vermischungsvorgang in einer Füllkörpersäule mit $H/d_R > 1$ und unterschiedlicher Gaszuführung kann daher in zwei eigenständige Abschnitte unterteilt werden. Im unteren Teil des Festbettes bis zu ca. $0{,}5\ d_R$ über der peripheren Einspeisung ändert sich das Vermischungsfeld noch sehr stark. Hier wird die Dispersion vom komplex durchströmten Haufwerk geprägt. An diese Zone schließt sich der Abschnitt der Schüttung an, in dem sich der mittlere Vermischungsgrad nicht mehr verschiebt und die Breite der Vermischungszone mit der Lauflänge zunimmt. In diesem oberen Teil des Festbettes liegt eine hauptsächlich axiale Durchströmung vor.

Diese grundsätzliche Einteilung der komplex durchströmten Füllkörpersäule wird im nächsten Abschnitt an technisch relevanten Konfigurationen, Betriebsbedingungen und Einflußgrößen überprüft.

7.2 Auswirkungen unterschiedlicher Modellparameter auf das Vermischungsfeld der komplex durchströmten Schüttung

Um systematische Aussagen über den Vermischungsvorgang in technischen Festbettsystemen machen zu können, muß das prinzipielle Verhalten der Anlage an möglichst vielen Betriebspunkten zumindest in der Tendenz bekannt sein. Weiterhin ist es in der Praxis notwendig, die Auswirkungen zu kennen, die mit einer Änderung des Betriebspunktes (z.B. Erhöhung des Festbettes durch Zugabe von Schüttgut) verbunden sind. Die

entstehenden Fragen lassen sich mit Hilfe einer Parametervariation an einem halbtechnischen Modell beantworten. Bei den experimentellen Untersuchungen wurden erstmalig folgende Parameter in einem möglichst breiten Rahmen variiert.

I	Anströmgeometrie:	Zahl der peripheren Einspeisungen 1, 3, 6
II	Vermischungsweglänge:	Schütthöhe H/d_R = 1 bis 3,2
III	Schüttgut:	Partikeldurchmesser d_p = 2 bis 12 mm
IV	Gasaufteilung:	Massenstromverhältnis $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ = 1,5 bis 96

Für den technischen Anwendungsfall sind weiterhin noch von großer Bedeutung Mehrkornschüttungen, Form der Partikeln, Feststoffbewegung (Wanderbett), Temperaturverteilung etc., die aber hier unberücksichtigt bleiben müssen, da die Versuchsanlage nach Kap. 5 nur begrenzte Einsatzmöglichkeiten bietet.

7.2.1 Schüttguteinfluß: Partikeldurchmesser d_p

In der industriellen Praxis ist die Größe der eingesetzten Schüttkörper entweder von dem vorgeschalteten Erzeugungsprozeß (Kokstrockenkühlverfahren - Koksproduktion), den Prozeßführungseigenschaften (z.B. Druckverlust und Wärmeübertragung im Hochtemperaturreaktor) und wirtschaftlichen Gesichtspunkten (Einsatz der einfachen Füllkörpersäulen in der chemischen Industrie) abhängig. Daneben sind aber die Schüttkörperformen auch von wesentlicher Bedeutung, insbesondere hinsichtlich von Brückenbildung, bei gebrochenen Einsatzstoffen, Vergasungsrate und Aufheizzeit. Aufgrund der vielfältigen Anforderungen ist es verständlich, daß es den richtigen Schüttkörper nicht geben kann und es in der Regel notwendig ist, die Auswirkung wechselnder Werte des volumengleichen Partikeldurchmessers d_p zu kennen. Es standen die in Tab. 2 aufgeführten Füllkörper für die experi-

mentellen Untersuchungen zur Verfügung.

Die prinzipiellen Effekte, die durch eine Vergrößerung des Partikeldurchmessers auf das Vermischungsfeld entstehen, sollen zunächst bei einer peripheren Gaszuführung erläutert werden. Wie Abb. 7.4 als Aufsicht zeigt, führt

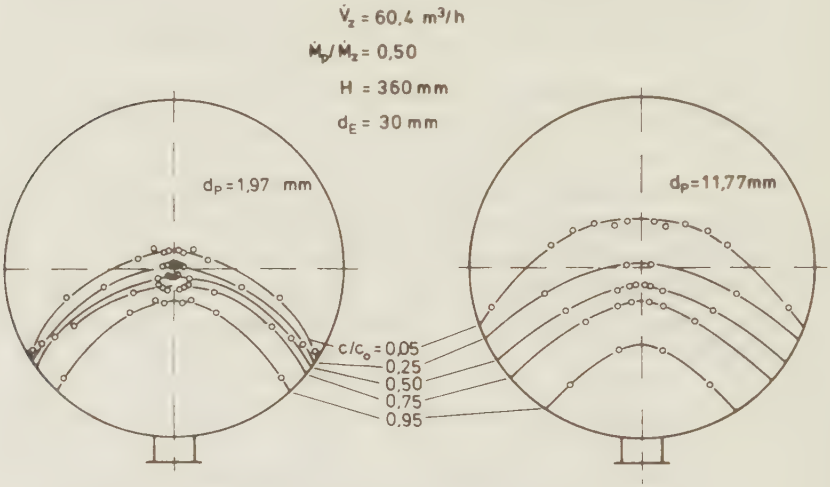
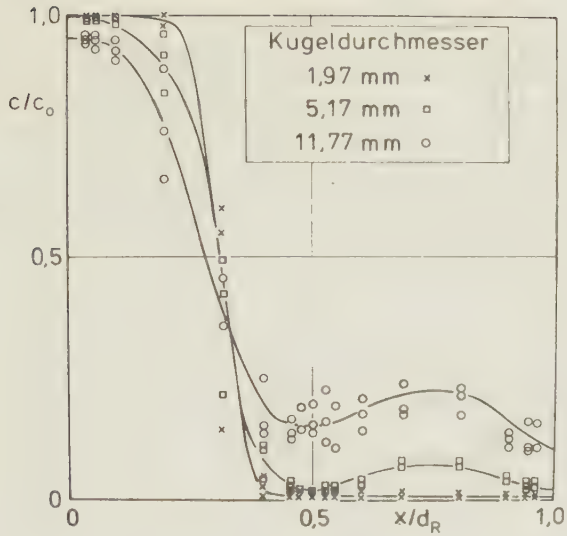


Abb. 7.4: Einfluß des Partikeldurchmessers d_p auf die Vermischungsbreite und Eindringtiefe eines peripheren Gasstroms

der größere Partikeldurchmesser d_p = 11,77 mm zu einer wesentlich verbreiterten Mischzone im Vergleich zur Schüttung mit d_p = 1,97 mm, während sich der mittlere Vermischungsgrad c/c_o = 0,5 nicht verändert, d.h. die mittlere Eindringtiefe ist von d_p unabhängig.



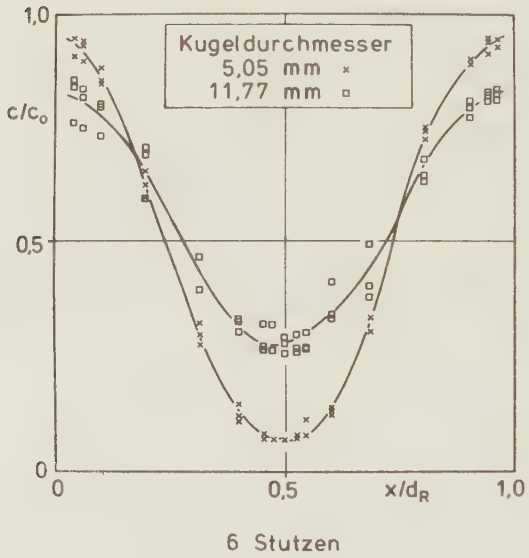
H = 380 mm
ε = 0,376
$\dot{m}_p/\dot{m}_Z$ = 25

Abb. 7.5: Vermischungsgrad entlang der peripheren Einspeiseachsen bei drei Stutzen und unterschiedlicher Schüttgutgröße

Die Variation des Partikeldurchmessers d_p beim komplex durchströmten Festbett mit drei seitlichen Einspeisungen zeigt Abb. 7.5. Die Kurven geben den Verlauf c/c_0 über den Einspeiseachsen (φ = 0°) wieder. Bemerkenswert ist, daß auch hier die mittlere Eindringtiefe für alle drei Versuche (d_p = 1,97, 5,17 und 11,77 mm) nahezu gleich ist. Die Mischzonenbreite, in dieser Darstellung als Steigung der Kurve in der ersten Reaktorhälfte zu interpretieren, wird größer. So zeigt die 2 mm-Schüttung eine sehr scharfe Trennung zwischen peripherem Teilgasstrom (c/c_0 = 1) und axialem Grundstrom (c/c_0 = 0). Der Übergangsbereich ist lediglich 0,2 d_R breit, während für die 12 mm-Schüttung kein reiner Peripheriestrom mehr nachzuweisen ist (c/c_0 < 1)- Die Vermischung vollzieht sich unterschiedlich stark über der gesamten Reaktorfläche, denn auch die der Einspeisung gegenüberliegende

Reaktorhälfte ($x/d_R > 0,5$) zeigt bei dieser Schüttung im Vergleich zur 2 mm-Füllung einen gewissen Anteil des Peripheriestroms, d.h. c/c_o ist stets größer Null.

Der Einfluß des Partikeldurchmessers - also Verbreiterung der Mischzone bei gleichzeitiger Anhebung der Mittenkonzentration - läßt sich auch bei 6 Stutzen nachweisen, wie Abb. 7.6 zeigt.



H = 800 mm
ε = 0,375
$\dot{m}_p/\dot{m}_Z$ = 25

Abb. 7.6: Vermischungsgrad entlang der peripheren Einspeiseachsen bei sechs Stutzen und unterschiedlichem Partikeldurchmesser d_P

7.2.2 Anströmungsgeometrie: Zahl der peripheren Einspeisungen

Die komplex durchströmte Schüttung entsteht, wenn dem axialen Grundstrom durch mehrere Eintrittsöffnungen ein peripherer Gasstrom zugeführt wird. Das entstehende Vermischungsfeld ist daher eine Funktion der Zahl der Eintrittsöffnungen.

Neben den Auswirkungen auf den Stofftransport muß bei industriellen Anwendungen berücksichtigt werden, daß mehr Eintrittsöffnungen den konstruktiven Aufwand vergrößern und die Anlagekosten erhöhen. Als gegenläufige Tendenz ist anzumerken, daß die Anströmungsgeometrie auf den Druckverlust der Schüttung einwirkt, wie in Abschnitt 3.3.3 erläutert wurde. Eine exaktere Voraussage des Druckgefälles der komplex durchströmten Schüttung ist mit den bisher vorliegenden Untersuchungsergebnissen nicht möglich und es bedarf auf diesem Gebiet noch zusätzlicher Forschungsaktivitäten.

Auch bei ausgeführten und in Betrieb befindlichen Anlagenkomponenten der untersuchten Art kann der Einfluß der Anströmungsgeometrie von Bedeutung sein. Fallen bei einer Störung von den im Normalbetrieb eingesetzten peripheren Gaszuführungen einige aus (z.B. durch Stillstand eines der beiden Gasgebläse), so wird sich das Vermischungsfeld in der Schüttung erheblich ändern.

Die Abb. 7.4 verdeutlichte, daß bei einer singulären Einspeisestelle die dem Stutzen gegenüberliegende Schachthälfte nicht vom peripheren Teilgasstrom erreicht wird, sondern der axiale Grundstrom in diesen Bereich abgedrängt wird. Bei drei Einspeisungen des Peripheriestroms zeigt die Aufsicht (Abb. 7.7),daß sich ähnliche Mischungsgasbereiche vor jedem Stutzen ausbilden. Gleichzeitig entstehen, den Einspeisestellen gegenüberliegend, kleinere Gebiete mit einem zur Umgebung etwas erhöhten Vermischungsgrad c/c_0.

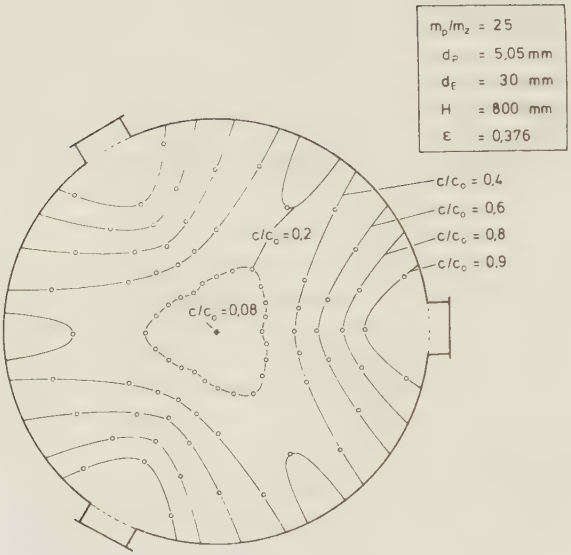


Abb. 7.7: Vermischungsfeld über der Festbettoberfläche bei drei peripheren Einspeisungen
c/c_0 = 1 Peripheriestrom
c/c_0 = 0 axialer Grundstrom

Wird die Zahl der peripheren Gaszuführungen auf sechs erhöht, so kommt es zur gleichmäßigeren Durchmischung, wie ein Vergleich von Form und Lage der c/c_0-Linien in Abb. 7.8 zeigt. Der axiale Kern der Grundströmung mit c/c_0 in der Nähe von Null bleibt erhalten. Die übrigen Parameter entsprechen den Werten nach Abb. 7.7.

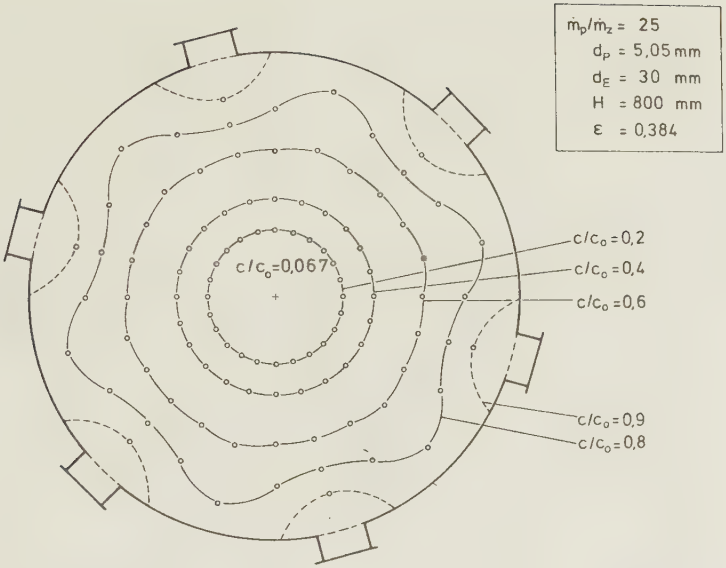


Abb. 7.8: Vermischungsfeld über der Festbettoberfläche bei sechs peripheren Einspeisungen
c/c_0 = 1 Peripheriestrom
c/c_0 = 0 axialer Grundstrom

Sehr aufschlußreich hinsichtlich der Auswirkungen der Zahl der peripheren Stutzen ist die Darstellung des Vermischungsgrades c/c_0 entlang der Einspeiseachsen nach Abb. 7.9. Die charakteristischen Kurvenzüge für 1, 3 und 6 Einspeisungen zeigen für $x/d_R < 0,5$ im Mittel die gleiche Steigung, d.h. der Gradient der Mischungszone ist von der Anströmgeo-

metrie unabhängig. Dagegen nimmt die Eindringtiefe

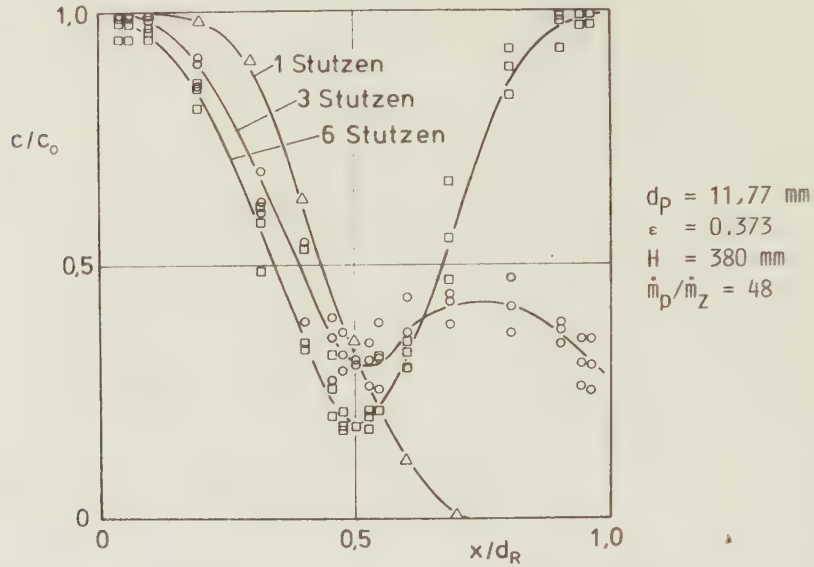


Abb. 7.9: Charakteristischer Verlauf des Vermischungsgrades bei unterschiedlicher Zahl der peripheren Gaszuführungen

(Lage der mittleren Vermischung $c/c_0 = 0,5$) mit wachsender Stutzenzahl ab und die Mischzone rückt näher an die Wand des Festbettes. Damit zeigt die Änderung der Anströmungsgeometrie eine deutlich andere Wirkung als die Variation des Partikeldurchmessers.

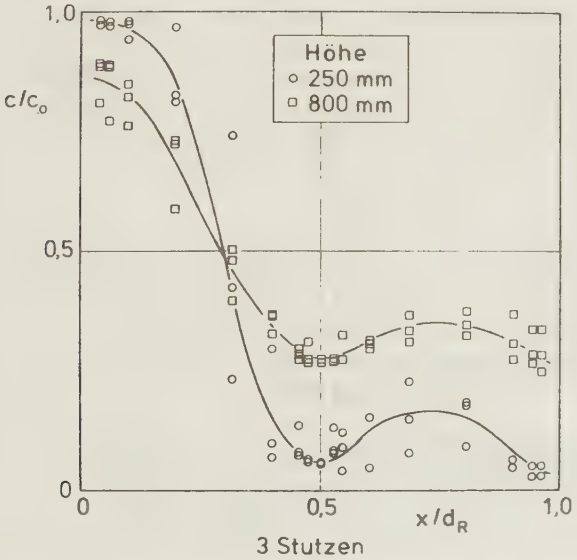
7.2.3 Vermischungsweglänge: Schütthöhe H

Eine der wichtigsten Systemgrößen der technischen Schüttungen ist die Masse der eingebrachten Füllkörper. Bei vorgegebener Reaktorgrundfläche ist daher die Schütthöhe H ein wesentliches und charakteristisches Maß. Sie wird ent-

sprechend dem Anforderungskatalog optimiert (z.B. Produktgüte, Kosten der Füllkörper, Einfüllvorgang) und dann während des Betriebes im allgemeinen konstant gehalten. Dies kann bei kontinuierlicher Prozeßführung durch ein stetiges Einbringen des Schüttgutes erreicht werden.

Maßgebend für den Vermischungsvorgang der unterschiedlich zugeführten Gasströme ist die zur Verfügung stehende Zeit, oder anders ausgedrückt, bei konstanter mittlerer Gasgeschwindigkeit ist die Vermischungszone von der Vermischungsweglänge abhängig. Diese Größe beschreibt die Länge der Trennfläche zwischen peripher und axial eingebrachter Gasströmung und ist beim komplex durchströmten Festbett für jede Stromlinie unterschiedlich. Aufgrund des Eindringvorganges ist sie stets größer als die Höhe der Füllkörpersäule über der peripheren Einspeiseebene und liegt daher bei diesen Messungen in der Größenordnung von H.

Im Rahmen der Untersuchungen war es möglich, die Schütthöhe H



d_p = 11,77 mm
ε = 0.385
$\dot{m}_p/\dot{m}_z$ = 25

Abb. 7.10: Einfluß der Schütthöhe auf den Vermischungsverlauf bei drei peripheren Einspeisungen

von H/d_R = 1 bis H/d_R = 3,16 zu vergrößern. Wie aus Abb. 7.10 zu ersehen ist, führt eine Erhöhung von 250 mm auf 800 mm zu einer deutlichen Anhebung des mittleren Vermischungsgrades in der der Einspeisung gegenüberliegenden Reaktorhälfte. Gleichzeitig nimmt die Konzentration über der Einspeisestelle (x/d_R = 0) von c/c_0 = 0,98 bei H = 250 mm auf c/c_0 = 0,86 bei H = 800 mm ab. Die Variation der Schütthöhe zeigt ähnliche Auswirkungen wie eine Veränderung des Parameters d_p (Abb. 7.5). Es ändert sich mit wachsender Schütthöhe die Mischzone, indem sie flacher und breiter wird, während der mittlere Vermischungsgrad c/c_0 = 0,5 relativ ortsfest ist.
Diese Ergebnisse werden von den Messungen mit 6 peripheren Einspeisungen im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt.

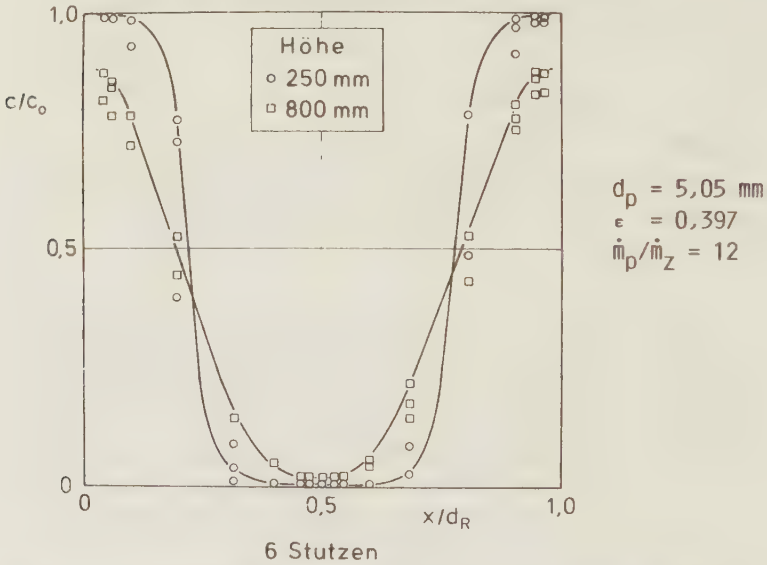


Abb. 7.11: Einfluß der Schütthöhe H auf den Vermischungsverlauf bei sechs peripheren Einspeisungen

Die Abweichung der Meßwerte dieser Versuchsreihen vom mittleren Verlauf ist geringer als bei den Messungen zu Abb. 7.10. Dies ist mit dem kleineren Partikeldurchmesser d_p zu erklären, und es ist die breitere Mischzone bei größerer Schütthöhe besser zu erkennen. Die Lage der mittleren Konzentration ist auch hier nahezu konstant.

Noch zu klären bleibt, welche Auswirkung auf das Vermischungsfeld eine geringe Änderung der Schütthöhe mit sich bringt. Die Darstellung des kompletten Konzentrationsprofils in der senkrechten Einspeiseebene nach den durchgeführten Messungen zeigt Abb. 7.12.

Deutlich ist zu erkennen, wie sich der peripher zugeführte Gasstrom $\dot{M}_s$ (Ausgangskonzentration c_o) mit dem axialen Grundstrom $\dot{M}_z$ vermischt. Dabei sind zwei Bereiche zu unterscheiden. Nahe der Einspeisestelle beschränkt sich die Vermischungszone auf ein schmales Gebiet. Im Abstand 0,5 d_R zur horizontalen Einspeiseebene setzt die Vermischung ein. Ab $H/d_R = 1$ beginnt der eigentliche Mischungsbereich. So erreicht bei $H/d_R = 2$ die Linie des 95 %-Peripheriestromes die Reaktorwand und die Mischzone bis $c/c_o = 0{,}3$ erstreckt sich über die Breite eines Schachtradius. Die Erhöhung des Vermischungsgrades in der rechten Reaktorhälfte ist auf die beiden nicht in dieser Ebene liegenden Einspeisestellen zurückzuführen.

Die Untersuchungen zur Variation der Schütthöhe H zeigen daher, daß ab einem Abstand zur Einspeisestelle $H/d_R > 1$ eine geringe Änderung der Schütthöhe keinen wesentlichen Einfluß auf das Vermischungsfeld hat, da der Mischvorgang sehr langsam abläuft. Erst nach längeren Strömungswegen ändert sich die Konzentrationsverteilung merklich.

7.2.4 Gasaufteilung: Massenstromdichteverhältnis $\dot{m}_p/\dot{m}_z$

Als vierter Parameter wurde die Aufteilung des Gesamtgasstromes auf den peripheren und den axialen Teilgasstrom

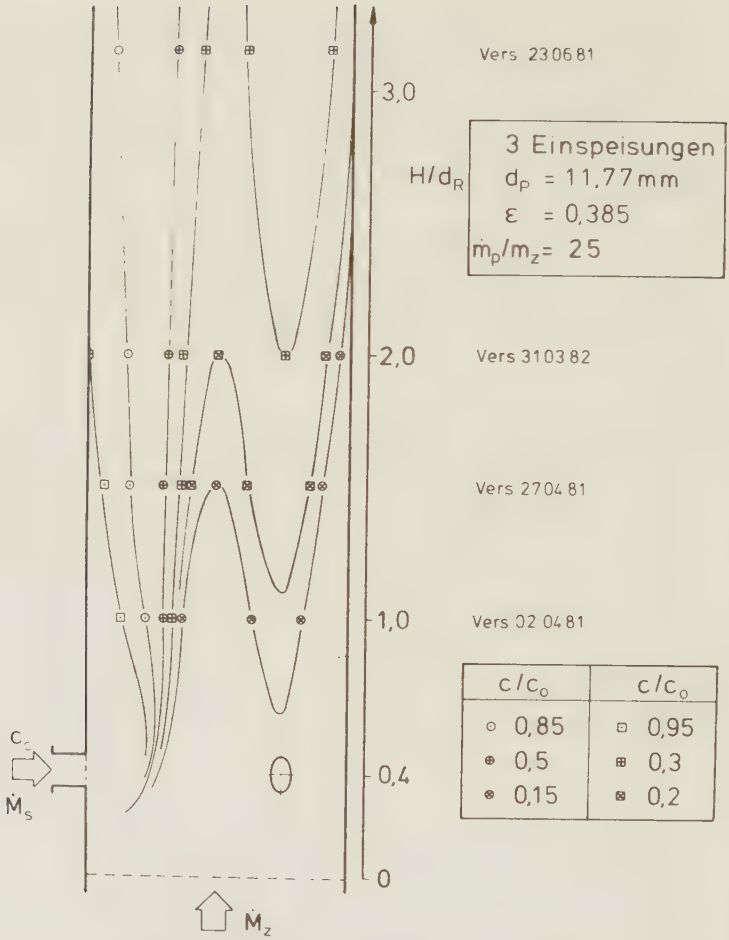


Abb. 7.12: Senkrechtes Vermischungsprofil einer komplex durchströmten Schüttung mit drei peripheren Einspeisungen

untersucht. Als kennzeichnende Größe wurde auf das Massenstromdichteverhältnis zurückgegriffen, da in diesem Wert die Flächenverhältnisse (Geometrie der Eintrittsöffnungen des peripheren Teilgasstromes und die Reaktorgrundfläche für den axialen Grundstrom) schon einbezogen sind.

Für die industrielle Praxis bzw. für die Auslegung entsprechender Anlagenkomponenten steht $\dot{m}_p/\dot{m}_p$ in funktionalem Zusammengang zur Gebläseleistung. Die Kosten der Gasversorgungseinrichtungen in technischen Systemen können in der Größe von 10 bis 15 % der gesamten Investitionskosten liegen. Auch die Betriebskosten (Energie) der Gebläse spielen eine nicht unerhebliche Rolle. Daher ist der Zuführung und Aufteilung des die Schüttung durchströmenden Gasstromes besondere Aufmerksamkeit zu schenken.

Dem Anhang kann entnommen werden, welche Volumenströme bei unterschiedlicher Eintrittsgeometrie den $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ -Verhältnissen zuzuordnen sind. Das Massenstromdichteverhältnis wurde von 1,6 bis 96 variiert und es sollte darauf hingewiesen werden, daß damit die Grenzen der vorhandenen Versuchsanlage noch nicht erreicht sind. Der Abb. 7.13 ist zu entnehmen, daß der bekannte symmetrische Verlauf des Vermischungsgrades c/c_o über dem Schachtdurchmesser in Einspeiserichtung bei allen $\dot{m}_p/\dot{m}_z$-Verhältnissen erhalten bleibt. Es ist eine Anhebung auf ein höheres Niveau zu erkennen, während die mittlere Steigung der Vermischungszone trotz des um den Faktor 60 gestiegenen $\dot{m}_p/\dot{m}_z$-Wertes nahezu gleich geblieben ist.

Auch bei dem extrem hohen Wert $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ = 94 bleibt der Einfluß des axialen Grundstromes erhalten. Bei dieser Versuchsreihe wurde peripher der 8-fache Volumenstrom im Vergleich zur axialen Grundströmung in die Schüttung gepreßt. Welche Massenstromdichteverhältnisse für den jeweiligen Anwendungsfall in Frage kommen, muß den Prozeßdaten entnommen werden. Wird z.B. durch periphere Düsen gasförmiger

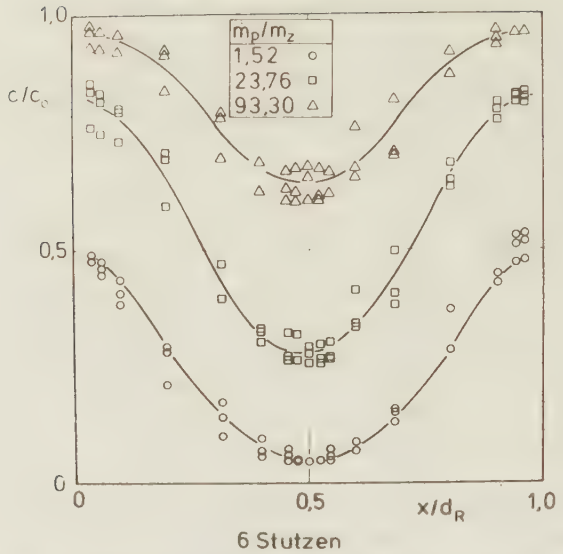


Abb. 7.13: Einfluß des Massenstromdichteverhältnisses $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ auf den Vermischungsverlauf bei sechs peripheren Einspeisungen

Zusatzbrennstoff zugeführt, so kann das Massenstromdichteverhältnis relativ klein bleiben. Für einen schnellen Abkühl- bzw. Aufheizvorgang (Kokstrockenkühlung bzw. Festbettvergasung) erscheint es sinnvoll, bei hohen $\dot{m}_p/\dot{m}_z$-Werten zu arbeiten, um eine Homogenisierung zu erreichen.

Die Aufsicht auf ein komplex durchströmtes Festbett mit einem niedrigen Massenstromdichteverhältnis zeigt Abb. 7.14. Da die übrigen Parameter mit den Werten von Abb. 7.8 übereinstimmen, kann man beide Ergebnisse vergleichen. Eine Vergrößerung von $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ führt zu einem homogeneren Vermischungsfeld. So zeigt in Abb. 7.14 die Linie $c/c_0 = 0,3$ schon den Einfluß der peripheren Gaszuführung, während bei größeren Werten von $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ (Abb. 7.8) der doppelt so große Vermischungsgrad $c/c_0 = 0,6$ ungestört von den 800 mm tiefer liegenden Randeinflüssen ist. Gleichzeitig hat sich die

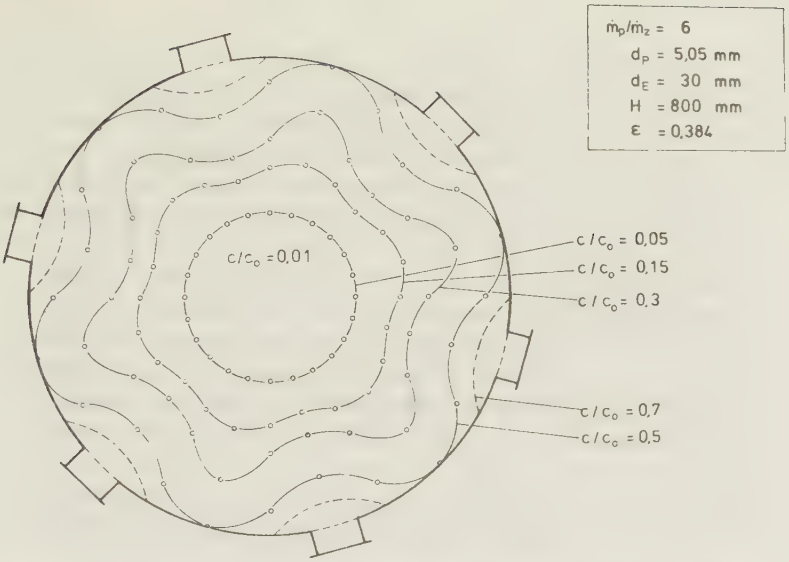


Abb. 7.14: Vermischungsfeld über der Festbettoberfläche bei sechs peripheren Einspeisungen und kleinem $\dot{m}_p/\dot{m}_z$
c/c_o = 1 Peripheriestrom
c/c_o = 0 axialer Grundstrom

Konzentration in der Schachtmitte um den 6-fachen Wert erhöht. Die Vermischung mit dem axialen Grundstrom hat den Kernbereich des Reaktors erreicht.

7.3. Wertung der Ergebnisse und Vergleich der Vermischungszone mit dem Gebiet des berechneten Impulsausgleiches

Die Ergebnisse der Konzentrationsmessungen an der Versuchsanlage "Komplex durchströmtes Festbett" zum dreidimensionalen Vermischungsfeld der unterschiedlich zugeführten Gasströme lassen sich zu zwei Kernaussagen zusammenfassen:

1. Alle untersuchten Parameter - d_p, H, $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ und Zahl der peripheren Einspeisungen - üben einen wesentlichen Einfluß auf die Konzentrationsverteilung und damit auf das Vermischungsfeld aus.

2. Das Vermischungsfeld der komplex durchströmten Schüttung wird bei allen Betriebspunkten mehr oder weniger deutlich geprägt von der Aufteilung des Gasstromes in einen peripheren und einen axialen Teil. Ein vollständiger Ausgleich der Konzentrationsunterschiede wurde nicht erreicht.

Die im vorhergehenden Abschnitt erläuterte Parameterstudie ergab, daß sich die geometrischen und betrieblichen Einflußgrößen hinsichtlich ihrer Wirkung auf das Vermischungsfeld in zwei Gruppen aufteilen lassen. Schütthöhe H und Partikeldurchmesser d_p führten zu sehr ähnlichen Effekten. Mit niedrigen Werten dieser Größen erhält man eine sehr schmale Vermischungszone, die mit steigendem d_p oder H stetig zunimmt und breiter wird. Die Lage des mittleren Vermischungsgrades c/c_o = 0,5 ist relativ ortsfest (Abb. 7.3 und Abb. 7.2).

Die 2. Gruppe - also Zahl der Einspeisungen und $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ - dagegen verändert den Gradienten des Vermischungsgrades (= Breite der Mischzone) nur unwesentlich. Diese Parameter haben einen entscheidenden Einfluß auf die örtliche Lage und das Niveau der c/c_o-Werte.

Das zweite Ergebnis ist besonders hervorzuheben, denn es ist nicht a priori vorherzusagen und weist auf eine grundsätzliche Eigenschaft der gasdurchströmten Schüttung hin.
Die Berechnungen zum Impulsaustausch mit Hilfe des Programmes GIF bestätigten die bekannte Aussage, daß die Wirkung des peripher eingeblasenen Gasstromes auf die Massen- und Geschwindigkeitsverteilung nur in direkter Umgebung der Einspeisestellen nachzuweisen ist. Das bedeutet, daß sich der Impulsausgleich relativ schnell einstellt. Im Gegensatz dazu zeigen die Messungen zum Vermischungsfeld, daß die Stofftransportvorgänge wesentlich langsamer ablaufen und neben dem konvektiven Term sehr stark von Diffusionseffekten beeinflußt sind. Ein vollkommener Ausgleich, wie er bei der Massenstromdichteverteilung nachzuweisen ist, läßt sich für den Vermischungsgrad nicht ermitteln.

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen führen zu dem Schluß, daß ein gasdurchströmtes technisches Festbettsystem mit axialer und peripherer Gaszuführung in zwei Abschnitte einzuteilen ist. Der komplex durchströmte Bereich, charakterisiert durch einen stark veränderlichen Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der peripheren Einspeisung, zeigt ein Vermischungsfeld, daß im wesentlichen dem Gebiet des Impulsausgleiches entspricht. Wird die Schüttung gleichmäßig in axialer Richtung durchströmt, d.h. es treten keine makroskopischen Geschwindigkeitsgradienten auf, so läuft die Vermischung deutlich langsamer ab. In manchen Fällen kann es sinnvoll sein, ein Übergangsgebiet zwischen diesen Festbettabschnitten einzufügen.

8. Modellierung des Stofftransports einschließlich der Diffusion im isothermen, isotropen Festbett

Im letzten Abschnitt konnte zusammenfassend festgestellt werden, daß der Vermischungsvorgang des im Peripheriestrom enthaltenen Spurengases mit dem Zentralstrom durch ein einfaches Modell des Impulsaustausches nicht wiedergegeben werden kann. Vielmehr wurde nachgewiesen, daß der Konzentrationsausgleich wesentlich langsamer abläuft als der Impulsaustausch. Die Modellierung des gesamten dreidimensionalen Vermischungsfeldes muß demnach sowohl Konvektions- als auch Diffusionseffekte berücksichtigen. Die ersteren werden in direkter Nähe der Einspeisestellen überwiegen. Hier besitzt der Peripheriestrom noch einen hohen Impuls und verdrängt den Zentralstrom vollkommen. In diesen Gebieten weichen auch die Hauptströmungsrichtungen der beiden unterschiedlich zugeführten Teilgasströme stark voneinander ab. Ein deutlicher Einfluß der Diffusionseffekte ist hier nicht zu beobachten und die Folge ist, daß die Spurengaskonzentration nicht oder nur gering absinkt.

Wesentlich andere Verhältnisse sind in den Bereichen des Festbettes zu erwarten, in denen sich die Hauptströmungs-

richtungen der Teilgasströme angeglichen haben. Aus der komplex durchströmten Schüttung (entsprechend der Einspeiseebene) wurde wieder ein axial durchströmtes Festbett. Hier wird das Vermischungsfeld des vom Peripheriestrom mitgeführten Spurengases wesentlich von der Diffusion geprägt sein. Der Konvektionsterm kann nur einen sehr geringen Einfluß haben, denn es treten keine makroskopischen Geschwindigkeitsänderungen mehr auf. Das Fluid durchströmt den Reaktor in axialer Richtung. Die Berechnung der Stoffausbreitung in komplex durchströmten Festbetten muß auf beide physikalische Effekte eingehen. In den nächsten Abschnitten soll daher eine prinzipielle Berechnungsmethode für diesen Anwendungsfall hergeleitet werden.

8.1 Die Differentialgleichung des Stofftransports in komplex durchströmten Schüttungen

Das Eindringverhalten der Peripherieströme in das axial durchströmte Festbett wurde in Kap. 7 durch die Beigabe eines Spurengases ermittelt. Damit wird dem peripheren Teilgasstrom die zusätzliche Eigenschaft Methangehalt c_0 aufgeprägt. Im Festbett kommt es zur Vermischung mit dem Zentralstrom und ein Vermischungsgrad $c(r,\varphi,z)/c_0$ kann aus den Messungen ermittelt werden. Es gilt für $c/c_0 = 1$, daß noch keine Vermischung stattgefunden hat, während $c/c_0 = 0$ für den reinen Grundstrom (Methan frei) charakteristisch ist. Vorausgesetzt wird, daß sich die peripheren Ströme nicht selbst entmischen, d.h. die homogene Verteilung des Spurengases im Peripheriestrom muß gegeben sein. Für die Herleitung der Differentialgleichung wird c quasi als eine Partialdichte des peripheren Teilgasstromes am gesamten Fluid betrachtet.

Nach Punkt 6 der in Abschnitt 3.2 aufgestellten Schüttungseigenschaften sollen alle übrigen physikalischen Größen der unterschiedlich zugeführten Gasströme konstant sein. Dies gilt insbesondere für die Dichte $\rho_p = \rho_z$. Diese Vor-

aussetzung ist gerechtfertigt, da die Ausgangskonzentration c_o des Methan im Peripheriestrom sehr gering (900 bis 1000 ppm) war. Für diesen Sonderfall gleicher Dichte ist das isotherme Strömungsverhalten des Gemisches von Gasen analog dem eines homogenen Fluids und das Vermischungsfeld ist vom Strömungsfeld als entkoppelt anzusehen. Das bedeutet, daß die in Kap. 4 berechneten Geschwindigkeitsverteilungen für die Lösung des Vermischungsfeldes übernommen werden können.

Die allgemeine Gleichung der Stofftransportvorgänge für eine bestimmte Komponente kann aus der Bilanzgleichung hergeleitet werden. Die Zunahme der betreffenden Menge im Bilanzgebiet ist nämlich gleich der im Bilanzgebiet erzeugten Menge minus der aus dem Bilanzgebiet nach außen abfließenden Menge. Die Gleichung für die Masse der Komponente lautet, wenn Q den pro Volumen erzeugten Nettobetrag der Komponente c ist

$$\frac{\partial c}{\partial t} = Q - \operatorname{div} \vec{m}_D \qquad (8\text{-}1)$$

Gl. (8-1) gilt für ein differentiell kleines Raumelement und faßt man den nach außen abfließenden Teil als Dispersionsmassenstrom auf, der neben der rein molekularen Diffusion auch die Vermischung der mikroskopischen turbulenten Austauschvorgänge berücksichtigt, so folgt unter Annahme des Fick'schen Gesetzes

$$\dot{m}_D = - D \operatorname{grad} c \qquad (8\text{-}2)$$

aus Gl. (8-1)

$$\frac{\partial c}{\partial t} = Q + \operatorname{div} (D \operatorname{grad} c) \qquad (8\text{-}3)$$

Dieser Ausdruck muß erweitert werden, wenn sich das Medium (hier das Raumelement) relativ zum Koordinatensystem bewegt. Wird Gl. (8-3) noch um die entsprechenden Konvektionsterme

ergänzt, erhält man

$$\frac{\partial c}{\partial t} = Q + \operatorname{div}(D \operatorname{grad} c) - \operatorname{div}(c \vec{v}) \qquad (8\text{-}4)$$

Eine allgemeine Herleitung dieser partiellen Differentialgleichung ist im Anhang (11.4) enthalten. Die Gl. (8-4) beinhaltet neben dem Stofftransport durch Diffusion auch mögliche sonstige Stoffquellen (z.B. chem. Reaktionen) und den möglichen konvektiven Transportanteil (GRASSMANN [11] und auch [81], [82]). Von zusätzlichen Produktionsprozessen ($Q = 0$) abgesehen, gilt für den stationären Fall

$$\operatorname{div}(D \operatorname{grad} c) = \operatorname{div}(c \vec{v}) \qquad (8\text{-}5)$$

und man kann das anschaulich deuten, wenn der turbulente Stofftransport und die molekulare Diffusion in Strömungsrichtung um Größenordnungen langsamer ablaufen als der konvektive Anteil in dieser Richtung (BRIEM [79]). Für ein Volumenelement muß die Differenz der ein- und austretenden Masse in Strömungsrichtung durch die aufgrund der Diffusion quer zur Strömungsrichtung transportierten Masse ersetzt werden. Unter dieser Annahme gilt für das zweidimensionale Problem

$$v_x \frac{\partial c}{\partial x} + v_y \frac{\partial c}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial D}{\partial x}\frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial y}\frac{\partial c}{\partial y} \qquad (8\text{-}6)$$

da $\operatorname{div} \vec{v} = 0$ gesetzt wurde. Hierfür wird in [79] und [80] eine konforme Abbildungsfunktion angegeben. Dazu wurde das Konzentrationsfeld im durchströmten Haufwerk so transformiert, daß die gekrümmten Stromlinien parallel zur neuen Koordinatenrichtung der konformen Abbildung verlaufen. Allerdings wurde eine halbunendliche Schüttung betrachtet, da dieses Lösungsprinzip keine geometrischen Randbedingungen erlaubt. Als Ergebnis dieser Untersuchungen wurde hervorgehoben, daß der für den Stofftransport im Haufwerk geltende Dispersionskoeffizient als konstant anzusehen ist. Daher

wird aus Gl. (8-5)

$$D \text{ div grad } c = \text{div } (c \cdot \vec{v}) \tag{8-7}$$

bzw.

$$D \text{ div grad } c = \vec{v} \text{ grad } c + c \text{ div } \vec{v} \tag{8-8}$$

Es muß darauf hingewiesen werden, daß diese Form für isotrope Schüttungen gilt und eine ungleichmäßige Strömung berücksichtigt.

8.2 Bestimmung des Diffusionskoeffizienten der Gasströmung in Füllkörpersäulen

Bei rein laminarer Strömung beruht der Stofftransport senkrecht zur Strömungsrichtung auf der rein molekularen Diffusion. Durch eine Erhöhung des Fluiddurchsatzes wird in einzelnen Lücken des Haufwerkes eine Verwirbelung beginnen und die molekulare Diffusion wird durch diese konvektive mikroskopische Vermischung ergänzt. Mit steigender Re'-Zahl nehmen diese mikroskopischen Gebiete, in denen sich die Teilgasströme vollständig vermischen, zu und bei der vollturbulenten Strömung wird in allen Lückenvolumen diese Verwirbelung stattfinden. In diesem Bereich der Re'-Zahl spielen die molekularen Transportvorgänge in der Lücke für den Vermischungsablauf keine Rolle mehr. Für diese verschiedenen Erscheinungen wird daher entsprechend dem Fick'schen Gesetz (Gl. 8-2) ein effektiver Diffusionskoeffizient D definiert, der sich additiv aus dem molekularen Diffusionskoeffizienten D_{mol} und einem die übrigen Transporterscheinungen zusammenfassenden Anteil D_{turb} zusammensetzt. Nach [72] gilt allgemein

$$\frac{1}{Pe'} = \left(\frac{1}{Pe'}\right)_{mol} + \left(\frac{1}{Pe'}\right)_{turb} \tag{8-9}$$

dabei wird die Peclet-Zahl mit dem Partikeldurchmesser gebildet

$$Pe' = \frac{\bar{v} \cdot d_p}{D} \qquad (8\text{-}10)$$

Der Verlauf der turbulenten Peclet-Zahl für die radiale Stoffdispersion ist in der Tabelle als Funktion der Pe'-Zahl wiedergegeben.

Tabelle 6: Turbulente Peclet-Zahl für radiale Stoffdispersion nach GUNN [69]

$Re' (1-\varepsilon)$	Pe_{turb}	$Re' (1-\varepsilon)$	Pe'_{turb}
1	40	40	18
5	32	100	14
10	26	200	12
20	22	>400	11

Die molekulare Peclet-Zahl Pe'_{mol} kann nach

$$Pe'_{mol} = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} Sc\ Re' \qquad (8\text{-}11)$$

berechnet werden. Für die Schmidt-Zahl des Fluids im Festbett wird im allgemeinen ein Wert von Sc = 0,7 angegeben. Um den effektiven Diffusionskoeffizienten nach Gl. (8-9) zu bestimmen, wird die empirische Funktion

$$\frac{1}{Pe'} = \frac{0,09}{1+\frac{10}{Sc \cdot Re'}} + \frac{0,4}{(Sc\ Re')^{0,8}} \qquad (8\text{-}12)$$

bei KULKARNI und DORAISWAMY [72] angegeben. Abb. 8.1 zeigt, wie sich turbulente und molekulare Peclet-Zahl zum effektiven Wert nach Gl. (8-12) überlagern.

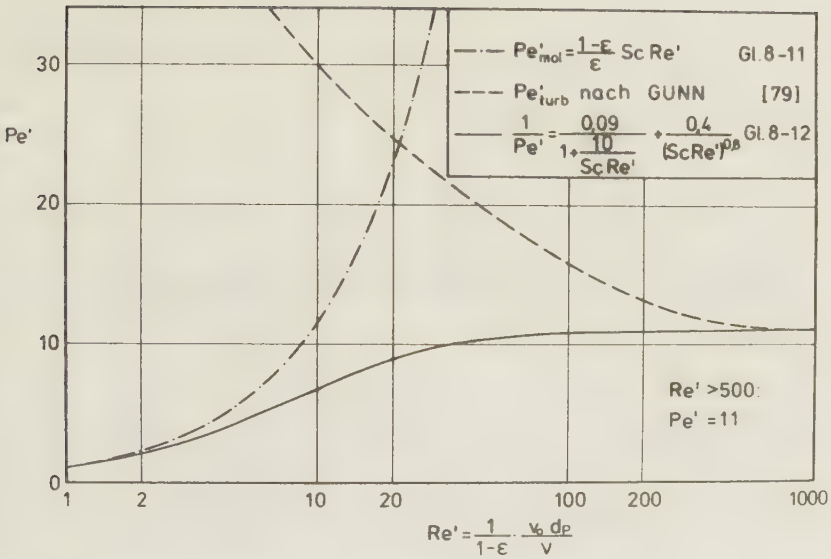


Abb. 8.1: Die effektive, turbulente und molekulare Peclet-Zahl als Funktion der Reynolds-Zahl

Dabei ist die Peclet-Zahl ab einer bestimmten Reynolds-Zahl konstant. Diese Tatsache wurde in einer Reihe von Untersuchungen ([64 - 67]) nachgewiesen. Die konstante Peclet-Zahl wird nach diesen Arbeiten allerdings schon ab ca. Re' = 50 erreicht, wie Abb. 8.2 zeigt.

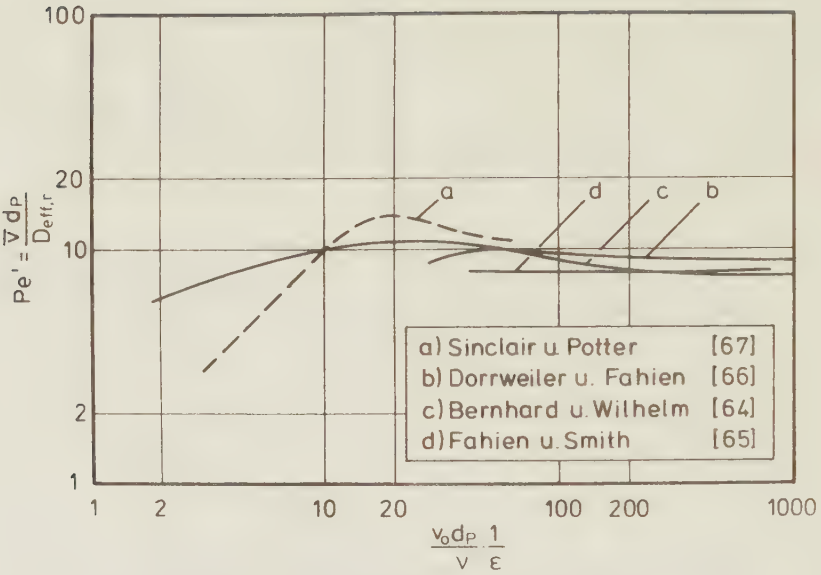


Abb. 8.2: Vergleich der verschiedenen Untersuchungen zum Verlauf Pe'=f(Re')

Der konstante Wert der effektiven Peclet-Zahl schwankt zwischen 8 und 12. Da sich der Einfluß der Berandung auch auf die Dispersionseffekte bemerkbar macht, wird von einigen Autoren vorgeschlagen, einen Korrekturfaktor einzufügen, falls $d_R/d_P < 2{,}0$ ist.

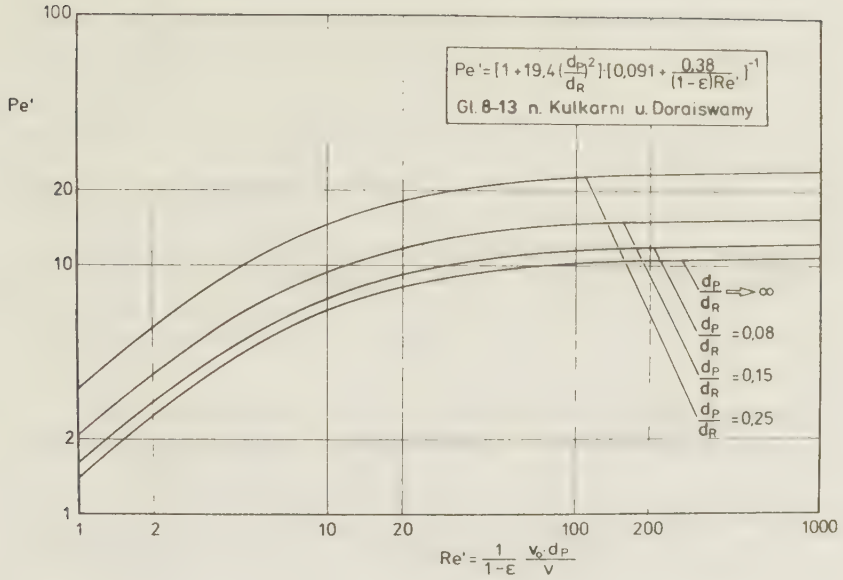


Abb. 8.3: Einfluß der Geometrie (d_R/d_P) auf den Verlauf Pe'=f(Re')

Die Abb. 8.3 zeigt, welche Auswirkungen der geometrische Aufbau auf den Verlauf der Pe' = f(Re') hat und welcher Grenzkurve für $d_R/d_P \to \infty$ die empirische Gl. (8.13) entgegenläuft.

$$Pe' = \frac{1 + 19{,}4\,(\frac{d_P}{d_R})^2}{0{,}091 + \frac{0{,}038}{(1-\varepsilon)Re'}} \qquad (8\text{-}13)$$

Häufig wurden neben der effektiven Peclet-Zahl für die radiale Dispersion auch Werte für eine axiale Diffusionszahl angegeben. Zusammenfassend gibt de LIGNY [68] die allgemeine

Funktion

$$\frac{1}{Pe'_{ax,rad}} = \frac{0,7}{Sc\ Re'(1-\varepsilon)} + \frac{K1_{ax,rad}}{1 + \frac{K2_{ax,rad}}{Sc\ Re'(1-\varepsilon)}} \qquad (8\text{-}14)$$

Die empirischen Koeffizienten K1 und K2 sind für verschiedene Schüttungstypen in Tab. 7 aufgeführt.

Tabelle 7: Koeffizienten der Gl. (8-14) für flüssige und gasförmige Fluidströmungen in Schüttungen (n. [68])

Koeffizienten d. Gl. (8-14)	Flüssigkeit		Gase	
	geordnet	ungeordnet	geordnet	ungeordnet
$K1_{ax}$	2,5	2,5	0,7	4
$K1_{rad}$	0,08	0,08	0,12	0,12
$K2_{ax}$	8,8	7,7	5,8	0,12
$K2_{rad}$	-	-	78 20	-

Trotz der Vielzahl der empirischen Ansätze läßt sich aus allen Arbeiten der gemeinsame Schluß ziehen, daß ab einer Re'-Zahl die Peclet-Zahl als konstant anzusehen ist. Eine Unterteilung in einen axialen und radialen Wert soll im Hinblick auf die Ergebnisse von BRIEM nicht erfolgen. Da von SCHLÜNDER [94] auch eine erste theoretische Begründung für Pe' = 8 gegeben wurde und dieser Wert in einigen experimentellen Arbeiten nachgewiesen wurde, soll im Rah-

men dieser Untersuchung davon Gebrauch gemacht werden und der effektive Disersionskoeffizient wird zu

$$D = \frac{1}{8} \bar{v} d_P \qquad (8\text{-}15)$$

Ist der periphere Teilgasstrom durch einen Stutzen klein im Verhältnis zum axialen Grundstrom, so kann in erster Näherung von einem im gesamten Festbett konstanten Dispersionskoeffizienten ausgegangen werden. Lediglich der Partikeldurchmesser d_p wird noch einen wesentlichen Einfluß auf das Vermischungsfeld haben.

8.3 Berechnung des zweidimensionalen Vermischungsfeldes mit dem Programm KOPF und Grenzen der Anwendung

8.3.1 Herleitung der zu lösenden zweidimensionalen DGL und des Lösungsalgorithmus mit den zugehörigen Randbedingungen

Aufgrund der im vorhergehenden Abschnitt getroffenen Vereinbarungen läßt sich Gl. (8-7) mit (8-15) umformen zu

$$\frac{d_P}{8} \bar{v} \operatorname{div} \operatorname{grad} c = \operatorname{div} (c \vec{v}) \qquad (8\text{-}16)$$

wobei $\bar{v}$ eine konstante, für das gesamte Festbett charakteristische Geschwindigkeit sein soll. Der Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ dagegen beschreibt die örtliche Strömungsverteilung in der Schüttung. Da das Konzentrationsfeld und das Geschwindigkeitsfeld als entkoppelt anzusehen sind, kann aufbauend auf den gerechneten Strömungsfeldern (Ergebnisse von GIF) eine Lösung erarbeitet werden. Um den Aufwand an Rechenzeit und CPU-Bedarf in erträglichen Größen zu halten, wurde eine Diskretisierung zunächst für die zweidimensionale Symmetrieebene in Richtung des peripheren Massenstromes durchgeführt.

Aus Gl. (8-16) wird in 2-dim. kartesischen Koordinaten

$$\frac{d_p \bar{v}}{8} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}\right) - v_x \frac{\partial c}{\partial x} + v_y \frac{\partial c}{\partial y} + c\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y}\right) \qquad (8\text{-}17)$$

Vergleicht man diese Form mit Gl. 8-6, so stellt man fest, daß hier zusätzlich div v berücksichtigt wird. Das hat folgenden Grund:

Als allgemeine Gl. des Impulsaustausches in gasdurchströmten Schüttungen wurde in Kap. 3

$$\text{div } (\lambda' \text{ grad } p) = 0$$

hergeleitet. Daneben besteht ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen grad p und $\vec{v}$ (s. Gl. 3-20). Daher ist es a priori nicht möglich, für kompressible Medien (bzw. $\lambda' \neq$ const) auch

$$\text{div } \vec{v} = 0$$

vorauszusetzen.

Dies führt zu einem Konzentrationsfeld, daß nicht nur von Dispersionseffekten (linke Seite Gl. (8-17)) und der Strömungsgeschwindigkeit (1. Term der rechten Seite), sondern noch zusätzlich von der Summe der partiellen Ableitungen der Geschwindigkeitskomponenten abhängig ist.

Wird Gl. (8-17) mit den dimensionslosen Variablen

$$c^* = \frac{c}{c_0} \qquad (8\text{-}18a)$$

$$v_x^* = \frac{v_x}{v_0} \quad , \quad v_y^* = \frac{v_y}{v_0} \qquad (8\text{-}18b)$$

$$x^* = \frac{x}{d_R} \quad , \quad y^* = \frac{y}{d_R} \qquad (8\text{-}18c)$$

angeschrieben und für kleine Abweichungen der charakteristischen Geschwindigkeit $\bar{v}$ von der Grundgeschwindigkeit v_0 die dimensionslose Form $\bar{v}/v_0 \approx 1$ gewählt, so erhält man

$$\frac{1}{Pe}\frac{d_p}{d_R}\left(\frac{\partial^2 c^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 c^*}{\partial x^{*2}}\right) = v_x^* \frac{\partial c^*}{\partial x^*} + v_y \frac{\partial c^*}{\partial y^*} + \\ + c^* \left(\frac{\partial v_x^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v_y^*}{\partial y^*}\right) \qquad (8\text{-}19)$$

Die Diskretisierung dieser Gl. mit den mittleren Differenzenquotienten (JORDAN-ENGELN und REUTTER [97]) führt auf eine lineare Differenzengleichung für jeden Diskretisierungspunkt. Hier wird der grundlegende Unterschied zur Lösung der Potentialgleichung sichtbar.

Die Koeffizienten der linearen Differenzengleichung hängen von v_x^*, v_y^* und div $\vec{v}^*$ ab und ändern von Knotenpunkt zu Knotenpunkte ihre Werte. Für den Lösungsalgorithmus bedeutet das, daß an jedem Knoten die Geschwindigkeitskomponenten und div $\vec{v}^*$ aus den Ergebnissen der Rechnung mit dem Programm GIF interpoliert werden müssen.

Entsprechend dem verwendeten Differenzenverfahren wird ein achsparalleles äquidistantes Gitternetz benutzt. Für den unteren Rand (y = 0) also Eintritt des axialen Grundstroms gilt die Randbedingung $c/c_0 = 0$. An der Einspeisestelle des peripheren Teilgasstromes wird als Randbedingung $c/c_0 = 1$ vorgegeben. Feste Wände werden durch $\partial c/\partial n = 0$ charakterisiert. Diese Randbedingungen sind in Abb. 8.4 für einen Reaktor mit drei Einspeisungen dargestellt und gleichzeitig ist der schematische Mischungsverlauf eingezeichnet, wie er z.B. von KREMER und LÜTZKE [60] mit Hilfe eines einfachen Modells der Diffusion einer Punktquelle mit hoher Ergiebigkeit am Reaktorrand in einem axialen Grundstrom errechnet wurde. Wird die Schütthöhe H wesentlich vergrößert, so

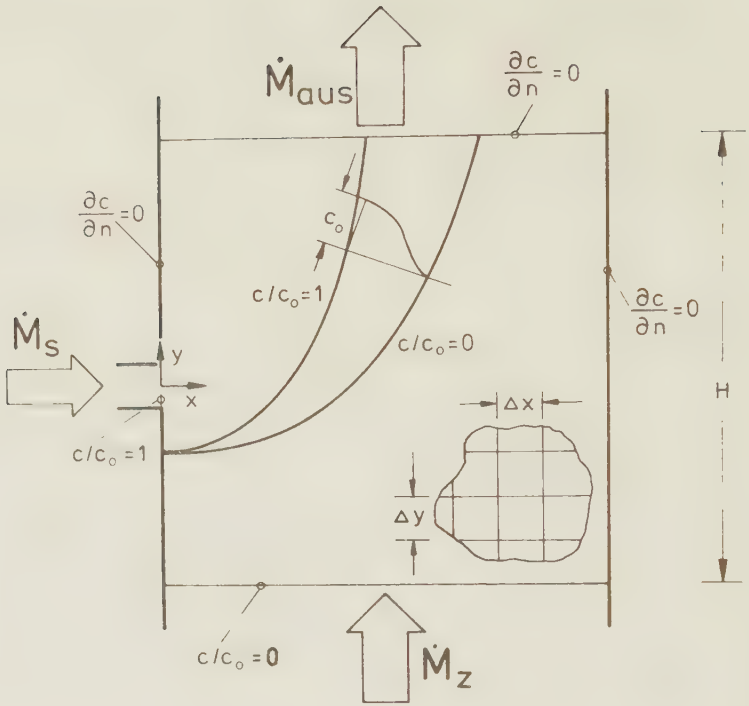


Abb. 8.4: Randbedingungen des Programms KOPF und charakteristisches Vermischungsfeld

nähert sich die Linie $c/c_o = 1$ wieder der linken Reaktorwand, während die Linie $c/c_o = 0$ den rechten Rand erreicht. Eine weitere Vergrößerung von H führt letztlich zu einem konstanten Wert c/c_o über dem ganzen Reaktordurchmesser. Wie die Messungen des Vermischungsgrades zeigten, wird dieser Verlauf allerdings erst für $H/d_R >> 3$ zu erwarten sein. Daher ist es gerechtfertigt, für kleine H/d_R-Verhältnisse ab der Einspeisestelle den Wert der Konzentration mit c_o vorzugeben, um numerische Instabilitäten zu vermeiden.

8.3.2 Programmerläuterung KOPF mit Ergebnissen und Grenzen der numerischen Lösung

Die numerische Lösung von Gl. (8-19) erfolgt mit dem Programm KOPF (Konzentrationsprofil im Festbett), dessen Aufbau sich in vier größere Abschnitte gliedert:

I)	INPUT (WINKEL)	Einlesen der errechneten Geschwindigkeitsvektoren des Programms GIF und umrechnen in Betrag und Winkel
II)	SPINTR (SPLINS, TRITIG, SPWERT)	Interpolation der Geschwindigkeitswerte an den Knotenpunkten des äquidistanten Diskretisierungsgitters mit Spline-Funktionen
III)	GLSYS (DIV)	Berechnung der div $\vec{v}^*$ an jedem Knotenpunkt und der resultierenden Koeffizienten der linearen Differenzengleichung. Aufbau der Matrix
IV)	GEBALG	Lösung des Gleichungssystems mit einem Gleichungslöser für Bandmatrizen

Auf diese Weise muß im IV. Abschnitt mit dem Gleichungslöser - UP GEBALG, ein sehr großes Gleichungssystem, entsprechend der Anzahl der Gitterpunkte, bearbeitet werden. Die Differenzenverfahren benötigen in erster Näherung Schrittweiten von mindestens 1/20 der charakteristischen geometrischen Abmessung (MARSAL [96]). Für die Stofftransportgleichung (8-19) muß das Gitternetz noch dichter sein, da die 2. Ableitungen zu berücksichtigen sind. Allerdings steigen der Speicherbedarf und die Rechenheit sehr stark an, so daß letztlich auch die benutzte DV-Anlage einen Einfluß auf die Qualität der Lösung hat. Es wurde für KOPF der Reaktordurchmesser als charakteristische Abmessung vor-

gegeben und als Schrittweiten $\Delta x = \Delta y = d_R/40$ gewählt.

Um eine Überprüfung dieses Lösungsalgorithmus vornehmen zu können, müssen entsprechende experimentelle Daten vorliegen. Da in der Gleichung des Stofftransports die konvektiven Glieder einen wesentlichen Anteil zum Vermischungsvorgang nur dann beitragen, wenn es sich um einen komplex durchströmten Festbettbereich handelt, wurden die Messungen von KREMER und LÜTZKE [60] zum Vergleich herangezogen.
Dabei handelt es sich um ein axial durchströmtes Festbett mit einer peripheren Einspeisestelle, und der Vermischungsgrad c/c_0 konnte auch im Gebiet der Einspeisung innerhalb der Schüttung experimentell erfaßt werden.
Für diesen Fall wurde zunächst mit GIF das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld entsprechend den Versuchswerten aus [60] errechnet und anschließend das Lösungsverfahren KOPF angewandt. Die Abb. 8.5 zeigt die Ergebnisse in der Einspeiseebene bei einer Schütthöhe von H = 200 mm und unterschiedlichen Partikeldurchmessern. Bei kleinem peripherem Massenstrom ($\dot{M}_S/\dot{M}_Z = 0{,}131$) und großen Partikeln ($d_p/d_R = 0{,}047$) zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der errechneten Vermischungslinien $c/c_0 = 0$ und $c/c_0 = 1$ mit den erwähnten Messungen. Die Vermischungszone zwischen $c = c_0$ $c = 0$ ist breit, die Gradienten des Konzentrationsprofils sind klein.
Wird der seitliche Massenstrom erhöht ($\dot{M}_S/\dot{M}_Z = 0226$), so kommt es zu einer Abweichung der numerischen Lösung von den experimentell ermittelten Werten. Dies ist auf die stärkeren Gradienten des Strömungsfeldes zurückzuführen. Der Effekt wird durch eine schmalere Vermischungszone bei kleineren Partikeln ($d_p = 2{,}93$ mm) noch verstärkt.
Eine weitere Vergrößerung von M_S führt zu numerischen Instabilitäten des Lösungsverfahrens ($\dot{M}_S/\dot{M}_Z > 0{,}3$). Auch diese Schwierigkeit ist auf beträchtliche Änderungen des Geschwindigkeitsfeldes zurückzuführen. Diese wirken direkt über die Koeffizienten des Gleichungssystems auf den Lösungsalgorithmus (GEBALG) ein und die errechneten Funktions-

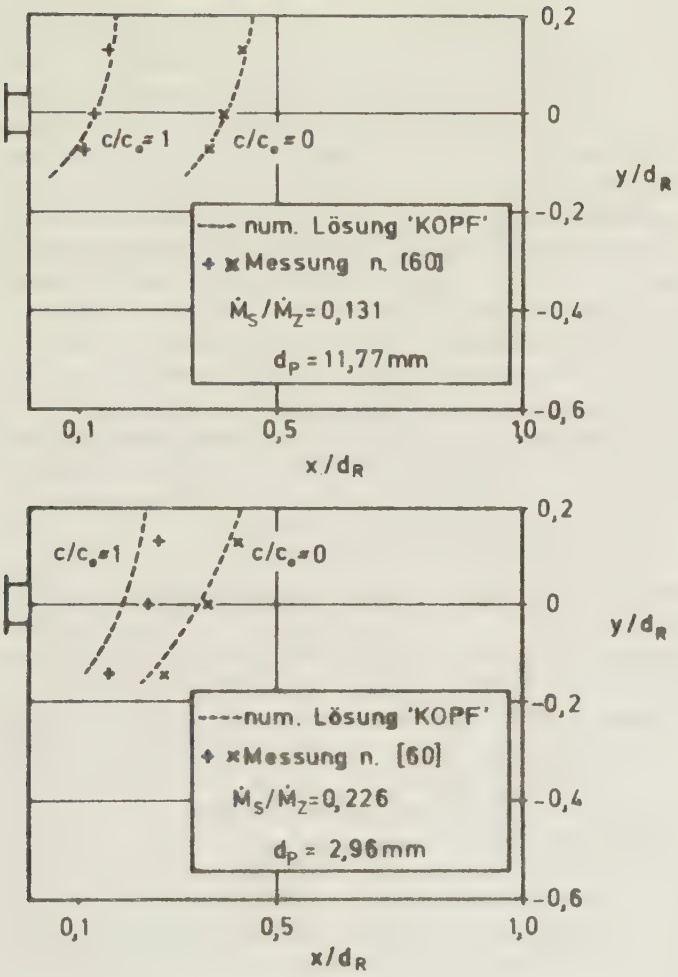


Abb. 8.5: Vergleich von berechnetem und gemessenem Vermischungsgrad c/c_0 bei einer peripheren Einspeisung (Strömungsfeld dreidimensional) und unterschiedl. Massenstromverh. und d_P

werte schwanken beträchtlich, d.h. es kann keine eindeutige Lösung ermittelt werden. Um dieser Erscheinung zu begegnen, wäre es möglich, die Schrittweite zu verkleinern, z.B. $\Delta x = \Delta y = d_R/80$. Diese Maßnahme führt jedoch zu einer breiteren Bandmatrix, also erheblich mehr Rechenzeit und -platz. Andere Möglichkeiten zur Verbesserung des numerischen Konvergenzverhaltens von Gl. (8-19) wären die Änderung des Differenzenverfahrens in das Verfahren der alternierenden Richtungen oder die Instabilitätsunterdrückung durch Tiefpaßfilter ("niederfrequente" Fourieranalyse), wie das von MARSAL [96] vorgeschlagen wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf eine Anwendung verzichtet, da neben diesen Instabilitäten bei großen $\hat{M}_s/\hat{M}_z$ auch das Problem der Interpolation der grobmaschig errechneten Geschwindigkeiten aus GIF zu nennen ist. So erscheint es sinnvoll, bevor verfeinerte Verfahren der numerischen Mathematik zum Einsatz kommen, die Lösungsqualität von GIF zu erhöhen.

Dennoch ist die jetzige Version des Programms KOPF unter den getroffenen Voraussetzungen gut brauchbar. Denn sie zeigt anhand des Vergleichs mit experimentellen Werten (Abb. 8.5), daß die Berechnung des Stofftransportes in Schüttungen neben den Dispersionseffekten auch die konvektiven Glieder berücksichtigen muß. Es ermöglicht, das zweidimensionale Vermischungsfeld als Überlagerung des realen dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes bei konstanter Dichte zu berechnen.

Für weitergehende Berechnungen müßte insbesondere die Lösung der Gl. (4-18) bzw. (4-19) mit variablem λ'-Werten angestrebt werden. Mit einem forgeschriebenen Programmsystem sind daneben die Berechnungen zum Stofftransport zu verbessern, da hier noch mit erheblichen numerischen Instabilitäten zu rechnen ist.

9. Zusammenfassung

Aufgrund der zahlreichen Anwendungen gasdurchströmter Schüttungen in der Energie- und Hochtemperaturtechnik sind weitere Verbesserungen des Wirkungsgrades und die effektivere Ausnutzung der eingesetzten Energieträger wünschenswert. Grundlegende Untersuchungen zu den gekoppelten physikalischen Vorgängen in technischen Festbettsystemen sind somit notwendig.
Daher wurde als Ziel dieser Arbeit angestrebt, die Auswirkungen verschiedener Parameter auf den Vermischungsvorgang in komplex durchströmten Schüttungen zu bestimmen und die Grundlagen der Berechnung zu erfassen, um so prinzipielle Hinweise für die konstruktive Planung und das Betriebsverhalten dieser Anlagen geben zu können.

Die Literaturstudie zeigt, daß der Impulsaustausch nach den bekannten Gleichungen (3-26) und (3-28) berechnet werden kann. Die dreidimensionale Lösung der Potentialgleichung führt nach einer Abschätzung (Fourier-Analyse) für das unbestimmte ebene Problem zu einem speziellen Lösungsalgorithmus. Das daraus entwickelte Programm GIF (Geschwindigkeit im Festbett) arbeitet im Dialogbetrieb mit relativ kurzen Rechenzeiten.

Als Ergebnis dieses Abschnittes ist festzuhalten, daß bei Berechnungen der Strömungsverteilung in komplex durchströmten Schüttungen mit den Gesetzen des Impulsaustausches die örtlichen Auswirkungen der peripheren Einspeisungen auf die unmittelbare Nähe beschränkt bleiben.

Die experimentellen Untersuchungen wurden an einer eigens hierfür entwickelten Versuchseinrichtung mit einem Schachtofenmodell in halbtechnischem Maßstab als Kernstück durchgeführt. Das Eindringverhalten des peripheren Teilgasstromes in den axialen Grundstrom wurde durch die Spurengaskonzentrationsmessung festgestellt.

Die Ergebnisse zum Dispersionsablauf in Schüttungen mit sehr kleiner Randgängigkeitszone ($d_R/d_P > 20$) lassen sich zu zwei grundlegenden Aussagen zusammenfassen:

I Die untersuchten betrieblichen und geometrischen Parameter üben einen wesentlichen Einfluß auf das Vermischungsfeld aus. Die Schütthöhe und der Partikeldurchmesser sind für die Breite der Vermischungszone verantwortlich, während $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ und die Zahl der peripheren Einspeisungen die örtliche Lage und das Niveau des Vermischungsgrades beeinflussen.

II Das Dispersionsfeld der komplex durchströmten Schüttung zeigte bei allen Betriebspunkten eine mehr oder weniger ausgeprägte Aufteilung in peripher und axial zugeführte Teilgasströme. Ein vollständiger Ausgleich wurde nicht erzielt.

Im Vergleich dazu ist der Impulsausgleich schon nach relativ kurzer Lauflänge erreicht. Das bedeutet, daß die Stofftransportvorgänge neben einem konvektiven Anteil sehr stark von Diffusionseffekten beeinflußt werden, die auf eine turbulente Durchmischung zurückzuführen sind. Daher muß die Berechnung des Vermischungsfeldes auf beide physikalischen Vorgänge eingehen. Dies führt auf eine Differentialgleichung (8-8), deren numerische Lösung sich sehr schwierig gestaltet.

Ausgehend von der dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung (GIF) konnte das überlagerte zweidimensionale Konzentrationsfeld einer vertikalen Festbettebene berechnet werden.

Die Ergebnisse der Untersuchungen führen zu dem Schluß, daß ein technisches Festbettsystem mit axialer und peripherer Gaszuführung in zwei Abschnitte zu unterteilen ist.

Im komplex durchströmten Bereich, charakterisiert durch einen starken Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der peripheren Einspeisung, entspricht das Vermischungsfeld dem Gebiet des Impulsausgleichs. Im Festbettabschnitt mit hauptsächlich axialer Strömung ist das Vermischungsfeld vom Diffusionsvorgang geprägt. In gewissen Fällen kann es sinnvoll sein, ein Übergangsgebiet einzufügen.

In zukünftigen Untersuchungen sollten entsprechende Berechnungsmodelle erarbeitet werden.

10. Literaturverzeichnis

[1] Schiele, E. u. Behrens L.W.:
Kalk
Verlag Stahleisen, Düsseldorf 1972

[2] Tietze, J. u. Wackerbarth, F.:
Energiegewinnung durch trockene Kokskühlung
Techn. Mitteilungen 73 (1980) 10, S. 800/805

[3] Karas, Beckmann, Bretterbauer, Heger u. Trotzmüller:
Kokstrockenkühlung
Wärme 85 (1979), S. 116/120

[4] Schulten, Bellermann, Braun, Setzwein u. Stürmer:
Der Hochtemperaturreaktor von BBC/Krupp
Die Atomwirtschaft (1959) 9, S. 377/384

[5] Olschewski, K.-H. u. Grimm, W.:
Verbrennungsreaktionen und Durchdringungsverhalten bei Anwendung gasförmiger Brennstoffe in Kalksteinschüttungen
gas wärme int. 27 (1978), S. 20/29

[6] Heidemann, M.:
Contribution à l'étude des échanges de chaleur entre gaz et solides dans un lit granulé hétérogène. Application à la cuve du haut-forneau.
RGT 95 (1969), S. 1031/1056

[7] Jeschar, R.:
Verfahrenstechnische Probleme der Kalkschachtöfen
Zement-Kalk-Gips 24 (1971), S. 1/10

[8] Jussen, R., Schwarze, W. u. Bergquist, L.:
Erdgas-Kohle-Befeuerung eines Kalkschachtofens
gas wärme int. 23 (1974), S. 439/443

[9] Waldert, H.:
Der Gleichstrom-Regenerativ-Ofen der Kalkindustrie
gas wärme int. 23 (1974), S. 430/434

[10] Brauer, H.:
Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen
Verlag Sauerländer, Aarau 1971

[11] Grassmann, P.:
Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik
Verlag Sauerländer, Aarau 1970

[12] Krischer, O.:
Vorgänge der Stoffbewegung durch Haufwerke und porige Güter bei Diffusion, Molekularbewegung sowie laminarer und turbulenzartiger Strömung
Chemie-Ing.-Techn. 34 (1962), S. 154/162

[13] Kremer, H. u. Rodenhäuser, F.:
Impuls- und Stoffaustausch in gasdurchströmten Schüttungen von Hochtemperatur-Reaktoren und Schachtöfen
Chemie-Ing.-Techn. 54 (1982) 3, S. 203/212

[14] Balakrishnan, A.R. u. Pei, D.C.T.:
Heat Transfer in Fixed Beds
Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Develop 14 (1974), S. 441/446

[15] Balakrishnan, A.R. u. Pei, D.C.T.:
Heat Transfer in Gas-Solid Packed Bed Systems
Part I - III
Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Develop 18 (1979), S. 30/50

[16] Bauer, R. u. Schlünder, E.U.:
Die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit gasdurchströmter Schüttungen
vt-verfahrenstechnik 11 (1977), S. 605/614

[17] Li, C.-H. u. Finlayson, B.A.:
Heat Transfer in Packed Beds - A Reevalution
Chem. Eng. Sci. 32 (1977), S. 1055/1066

[18] Gnielinski, V.:
Gleichungen zur Berechnung des Wärme- und Stoffaustausches in durchströmten ruhenden Kugelschüttungen bei mittleren und großen Pecletzahlen
vt-verfahrenstechnik 12 (1978), S. 363/366

[19] Vortmeyer, D.:
Wärmestrahlung in dispersen Feststoffsystemen
Chemie-Ing.-Techn. 51 (1979), S. 839/851

[20] Jeschar, R.:
Wärme- und strömungstechnische Probleme des Hochofenverfahrens
Stahl u. Eisen 91 (1971), S. 665/678

[21] Ergun, S.:
Fluid Flow Through Packed Columns
Chem. Eng. Progress 48 (1952), S. 89/94

[22] Brauer, H.:
Druckverlust in Füllkörpersäulen bei Einphasenströmung
Chem.-Ing.-Techn. 29 (1957), S. 785/790

[23] Jeschar, R.:
Druckverlust in Mehrkornschüttungen aus Kugeln
Arch. Eisenhüttenwesen 35 (1964), S. 91/108

[24] Barthels, H.:
Druckverlust in Kugelschüttungen
Brennst.-Wärme-Kraft 24 (1972), S. 233/236

[25] Achenbach, E.:
Experimente zum Wärmeübergang und Druckverlust eines HTR-Kugelhaufens bei Normalbetrieb und unter Störfallbedingungen
Jahrestag. Kerntechnik '81, Tagungsbericht (Düsseldorf), S. 117/120

[26] Achenbach, E.:
Druckverlust von durchströmten Kugelschüttungen bei hohen Reynoldszahlen
Chem.-Ing.-Techn. MS 966 (1982)

[27] Polthier, K.:
Druckverlust und Wärmeübergang in gleichmäßig durchströmten Schüttsäulen aus unregelmäßigen Teilchen
Arch. Eisenhüttenwesen 37 (1966), S. 365/374

[28] VDI-Atlas
VDI-Verlag, 2. Aufl. u. Ergänz. (1977), Düsseldorf

[29] Sicherheitstechnische Regel des KTA
Auslegung der Reaktorkerne von gasgekühlten Hochtemperaturreaktoren
Teil 3: Reibungsdruckverlust in Kugelhaufen
KTA-Dok-Nr. 3102/81/1

[30] Takalashi, H. u. Yanai, H.:
Flow Profile and Void Fraction of Granular Solids in a Moving Bed
Powder Technology 7 (1973), S. 204/214

[31] Ehlert, K.-P.:
Untersuchung des Druckverlustes an bewegten Schüttungen unter Berücksichtigung des Hochofenverfahrens
Diss. TU Clausthal 1978

[32] Teller, M. u. Woelk, G.:
Druckverlust von axial gerichteten, eindimensionalen Strömungen in bewegten Schüttungen
Chem.-Ing.-Techn. 51 (1979), Syn. 654, S. 47

[33] Gauvin, W.H. u. Katta, S.:
Momentum Transfer Through Packed Beds of Various Particles in the Turbulent Flow Regime
AIChE Journ. 19 (1973), S. 775/783

[34] Luther, H., Abel, O,, Rittner, K., Gieseler, M. u. Schultz, H.-J.:
Über den Einfluß von Formkörpern unterschiedlicher Stückgröße und Gestalt auf den Strömungswiderstand von Schüttungen
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971), S. 658/666

[35] Bredehöft, R.:
Druckverlust in kombinierten Füllkörpersäulen mit berieseltem und unberieseltem Teil unter besonderer Berücksichtigung des Hochofenverfahrens
Diss. TU Clausthal 1971

[36] Bredehöft, R. u. Jeschar, R.:
Druckverlust und optimale Koksstückgröße beim Hochofenverfahren
Stahl u. Eisen 93 (1973), S. 55/60

[37] Sonntag, G.:
Einfluß des Lückenvolumens auf den Druckverlust in gasdurchströmten Füllkörpersäulen
Chem.-Ing.-Techn. 32 (1960), S. 317/329

[38] Gupte, A.R.:
Experimentelle Untersuchung der Einflüsse von Porosität und Korngrößenverteilung im Widerstandsgesetz der Porenströmung
Diss. Universität Karlsruhe (TH) 1970

[39] Gotoh, K., Jodry, W.S. u. Tory, E.M.:
Variation in the Local Packing Density Near the Wall of a Randomly Packed Bed of Equal Spheres
Powder Technology 20 (1978), S. 257/260

[40] Whitaker, S.:
The equations of motion in porous media
Chem. Eng. Sci. 21 (1966), S. 291/300

[41] Bhattacharyya, D. u. Pei, D.C.T.:
Radial and Axial Velocity Distributions Within Packed Beds
AIChE Symp. Series, Vol. 70, Nr. 141, S. 73/81

[42] Lützke, K.:
Über die laminare und turbulente Strömungsausbreitung in homogenen Schüttungen
Diss. RWTH Aachen 1969

[43] Radestock, J.:
Theoretische Untersuchung der stationären, inkompressiblen und kompressiblen Strömung in ruhenden, geschichteten und isotropen Schüttungen
Diss. TU Clausthal 1969

[44] Radestock, J. u. Jeschar, R.:
Theoretische Untersuchung der inkompressiblen und kompressiblen Strömung durch Reaktor-Schüttungen
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971), S. 355/360

[45] Radestock, J. u. Jeschar, R.:
Theoretische Untersuchung der gegenseitigen Beeinflussung von Temperatur- und Strömungsfeldern in Schüttungen
Chem.-Ing.-Techn. 43 (1971), S. 1304/1310

[46] Stanek, V. u. Szekely, J.:
Flow Maldestribution in Two Dimensional Packed Beds Part II: The Behavior of Non-Isothermal Systems
Canadian Journ. Chem. Eng. 51 (1973), S. 22/30

[47] Stanek, V. u. Szekely, J.:
Three-Dimensional Flow of Fluids Through Non uniform Packed Beds
AIChE Journal 20 (1974), S. 974/980

[48] Choudhary, M., Propster, M. u. Szekely, J.:
On the Importance of the Inertial Terms in the Modeling of Flow Maldistribution in Packed Beds
AIChE Journal 22 (1976), S. 600/603

[49] Chandrasekhara, B.C. u. Vortmeyer, D.:
Flow Model for Velocity Distribution in Fixed Porous Beds Under Isothermal Conditions
Wärme- u. Stoffübertragung 12 (1979), S. 105/111

[50] Schwartz, C.E. u. Smith, J.M.:
Flow Distribution in Packed Beds
Industrial a. Eng. Chemistry 45 (1953), S. 1209/1218

[51] Newell, R. u. Standish, N.:
Velocity Distribution in Rectangular Packed Beds and Non-Ferrous Blast Furnaces
Metallurgical Transactions 4 (1973), S. 1851/1857

[52] Schertz, W.W. u. Bischoff, K.B.:
Thermal and Material Transport in Nonisothermal Packed Beds
AIChE Jornal 15 (1969), S. 597/604

[53] Schuster, J. u. Vortmeyer, D.:
Geschwindigkeitsverteilung in gasdurchströmten isothermen Kugelschüttungen
Chem.-Ing.-Techn. MS 941 (1981)

[54] Marivoet, J., Teodoroiu, P. u. Wajc, S.J.:
Porosity, Velocity and Temperature Profiles in Cylindrical Packed Beds
Chem. Eng. Sci. 29 (1974), S. 1836/1840

[55] Lerou, J.J. u. Froment, G.F.:
Velocity, Temperature and Conversion Profiles in Fixed Bed Catalytic Reactors
Chem. Eng. Sci. 32 (1977), S. 853/861

[56] Van der Merwe, D.F. u. Gauvin, W.H.:
Velocity and Turbulence Measurements of Air Flow Through a Packed Bed
AIChE Jornal 17 (1971), S. 519/528

[57] Johnston, W., Dybbs, A. u. Edward, R.:
Measurement of Fluid Velocity Inside Porous Media
With a Laser Anemometer
Physics of Fluids 18 (1975), S. 913/914

[58] Brandes, E.N.:
Investigation of the Distribution of the Flow in
a Fixed Granular Bed Using an Electrochemical Method.
Theoretical Foundations Chem. Eng. (1974), S. 356/360

[59] Carpenter, R.J. u. Turner, N.J.:
The Measurement and Prediction of Flow Distribution
Within Axially-Symmetric Fixed Granular Beds
Rep. British Gas Corp., Res. Dev. Division,
Solihull, England (1978)

[60] Kremer, H. u. Lützke, K.:
Modelluntersuchungen über die Strömungs- und Stoff-
ausbreitung in Schüttungen im Hinblick auf den Brenn-
gaseinsatz in Schachtöfen.
Forschungsbericht NRW Nr. 2773
Westdeutscher Verlag, Opladen 1978

[61] Gnielinski, V.:
Wärme- und Stoffübertragung in Festbetten
Chem.-Ing.-Techn. 52 (1980), S. 228/236

[62] Seidel, H.-P.:
Untersuchungen zum Wärmetransport in Füllkörpersäulen
Chem.-Ing.-Techn. 37 (1965)

[63] Glaser, H.:
Mischung warmer und kalter Gasströme in Schüttungen
Chem.-Ing.-Techn. 37 (1965), S. 1095/1101

[64] Bernard, R.A. u. Wilhelm, R.H.:
Turbulent Diffusion in Fixed Beds of Packed Solids
Chem. Eng. Progr. 46 (1950), S. 233/244

[65] Fahien, R.W. u. Smith, J.M.:
Mass Transfer in Packed Beds
AIChE Jornal 1 (1955), S. 28/37

[66] Dorweiler, V.P. u. Fahien, R.W.:
Mass Transfer at Low Flow Rates in a Packed Column
AIChE Journal 5 (1959), S. 139/144

[67] Sinclair, R.J. u. Potter, O.E.:
The Dispersion of Gas in Flow Through a Bed of
Packed Solids
Trans.Instn. Chem. Eng. 43 (1965), T3-T9

[68] de Ligny, C.L.:
Coupling between diffusion and convection in radial
dispersion of matter by fluid flow trough packed beds
Chem. Eng. Sci. 25 (1970), S. 1177/1181

[69] Gunn, D.J. u. England, R.:
Dispersion and diffusion in beds of porous particles
Chem. Eng. Sci. 26 (1971), S. 1413/1423

[70] Hempel, D.C.:
Gleichzeitiger Wärme- und Stofftransport in katalytischen Festbettreaktoren
Wärme- und Stoffübertragung 8 (1975), S. 137/147

[71] Tanoka, Y. u. Inoue, I.:
Radial mixing in a packed column
Int. Chem. Eng. 16 (1976), S. 479/485

[72] Kulkarni, B.D. u. Doraiswamy, L.K.:
Estimation of Effictive Transport Properties in Packed Bed Reactors
Catal. Rev.-Sci. Eng. 22 (1980), S. 431/483

[73] Schlünder, E.U.:
Über den Mechanismus der Stoffübertragung in Kontaktapparaten
vt-verfahrenstechnik 10 (1976), S. 645/650

[74] Feind, K.:
Radiale Diffusion in turbulent durchströmten Schüttungen ohne und mit Schikaneblech-Einbauten
Chem.-Ing.-Techn. 38 (1966), S. 1085/1090

[75] Moranville, M.B., Kessler, D.P. u. Greenkorn, R.A.:
Dispersion in Layered Porous Media
AIChE Journal 23 (1977), S. 786/794

[76] Appel, P.W. u. Newman, J.:
Application of the Limiting Current Method to Mass Transfer in Packed Beds at Very Low Reynolds Numbers
AIChE Journal 22 (1976), S. 979/984

[77] Hsiung, T.H. u. Thodos, G.:
Mass-Transfer Factors From Actual Driving Forces for the Flow of Gases Through Packed Beds
$(0{,}1 < Re < 100)$
Int. J. Heat Mass Transfer 20 (1977), S. 331/340

[78] Crank, J.:
The Mathematics of Diffusion
Clarendon Press, Oxford, 2. Ausgabe (1975)

[79] Briem, K.:
Zur Berechnung von Flammen in durchströmten Haufwerken
Diss. TU Braunschweig 1971

[80] Traustel, S.:
Vermischung von zwei Fluiden durch Diffusion in einer Potentialströmung
Wärme- und Stoffübertragung 8 (1975), S. 33/37

[81] Starnick, J., Mendes, M. u. Kerber, R.:
Meßmethode für radiale Dispersionskoeffizienten in Festbetten mit ringförmiger Quelle
Chem. Ing. Techn. 44 (1972), S. 1293/1300

[82] Carbonell, R.G.:
Flow Non-Uniformities in Packed Beds: Effect on Dispersion
Chem. Eng. Sci. 35 (1980), S. 1347/1356

[83] Hinduja, M.J., Sundaresan, S. u. Jackson, R.:
A Crossflow Model of Dispersion in Packed Bed Reactors
AIChE Journal 26 (1980), S. 274/281

[84] Kitaev, B.I., Yaroshenko, Yu.G. u. Suckow, V.D.:
Heat Exchange in Shaft Furnaces
Pergamon Press, Oxford 1967

[85] Rumpf, H.:
Mechanische Verfahrenstechnik
Carl Hauser Verlag, München 1975

[86] Schuster, J. u. Vortmeyer, D.:
Ein einfaches Verfahren zur näherungsweisen Bestimmung der Porosität in Schüttungen als Funktion des Wandabstandes
Chem. Ing. Techn. MS 845 (1980)

[87] Reichelt, W.:
Zur Berechnung des Druckverlustes einphasig durchströmter Kugel- und Zylinderschüttungen
Chem. Ing. Techn. 44 (1972), S. 1068/1071

[88] Wentz, Ch.A. u. Thodos, G.:
Pressure Drops in the Flow of Gases Through Packed and Distended Beds of Sperical Particles
AIChE Journal 9 (1963), S. 81/84

[89] Schlichting, H.:
Grenzschichttheorie
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1965

[90] Bronstein, I.N. u. Semendjajew, K.A.:
Taschenbuch der Mathematik
Verlag H. Deutsch, Thun 1980

[91] Profos, P.:
Industrielle Meßtechnik
Vulkan-Verlag, Essen 1978

[92] Ponzi, P.R. u. Kaye, L.A.:
Effect of Flow Maldistribution on Conversion and Selectivity in Radial Flow Fixed-Bed Reactors
AIChE Journal 25 (1979), S. 100/108

[93] Pillai, K.A.:
Voidage Variation at the Wall of a Packed Bed of Spheres
Chem. Eng. Sci. 32 (1977), S. 59/61

[94] Schlünder, E.U.:
Wärme- und Stoffübertragung zwischen durchströmten Schüttungen und darin eingebetteten Einzelkörpern
Chem. Ing. Techn. 38 (1966), S. 967/979

[95] Collatz, L.:
Differentialgleichungen
Teubner Taschenbücher, Stuttgart 1973

[96] Marsal, D.:
Die numerische Lösung partieller Differentialgleichungen in Wissenschaft und Technik
Bibliografisches Institut Mannheim/Zürich (1976)

[97] Jordan-Engeln, G. u. Reutter, F.:
Numerische Mathematik für Ingenieure
Bibliografisches Institut Mannheim/Zürich (1973)

[98] Jordan-Engeln, G. u. Reutter, F.:
Formelsammlung zur Numerischen Mathematik
Vibliografisches Institut Mannheim/Zürich (1976)

[99] Schaberg, U.:
Berechnung des Diffusionsvorganges in einer Festbettschüttung mit Haupt- und Nebenstrom des Fluids
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Energieanlagentechnik der Ruhr-Universität Bochum 1981

[100] Koch, U.:
Wesentliche Verbesserung der Programmstruktur GIF und Vergleich der Rechenergebnisse mit Konzentrationsmessungen am Schachtofenmodell
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Energieanlagentechnik der Ruhr-Universität Bochum 1982

[101] Desai, C.S.:
Elementary Finite Element Method
Prentice-Hall, Inc., London 1979

[102] Meis, Th. u. Marcowitz, U.:
Numerische Benandlung partieller Differential gleichungen
Springer-Verlag, Berlin 1978

11. A N H A N G

11.1 Herleitung der vereinfachten eindimensionalen DGL ($\lambda' \neq$ const)

11.2 Beschreibung des Programmsystems GIF

11.3 Liste der systematischen Versuchsparameter und Beispiel einer grafischen Darstellung des Auswerteprogramms

11.4 Herleitung der DGL des Stofftransports an einem bewegten Kontrollvolumen

11.1 Herleitung der DGL für die eindimensionale Druckverteilung

Ideales Gasgesetz liefert

$$\rho = p/g \qquad g \text{ - Hilfsfunktion von } T$$

damit

$$\lambda' = \frac{p}{g} \cdot \lambda^*$$

λ^* nach Gl. (3-24) liefert

$$\lambda' = \frac{p}{g\left(\frac{f_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{f_1}{2}\right)^2 + f_2 |\text{grad } p|}\right)}$$

mit

$$c_1 = \frac{f_1}{2} \cdot g \quad \text{und} \quad c_2 = f_2 \cdot g^2$$

folgt

$$\lambda' = \frac{p}{c_1 + \sqrt{c_1^2 + c_2 |\text{grad } p|}}$$

Die Impulsgleichung (4-6) eindimensional in z-Richtung liefert

$$\text{div}(\lambda' \text{ grad } p) = 0$$

$$\frac{d\lambda'}{dz} \frac{dp}{dz} + \lambda' \frac{d^2p}{dz^2} = 0$$

Schwierigkeiten macht noch die Ableitung $\frac{d\lambda'}{dz}$, denn λ' ist eine Funktion von p und $\frac{dp}{dz}$. Für eine erste Näherung soll der Nenner als konstant angesehen werden und es wird

$$\frac{d\lambda'}{dz} = \frac{1}{c_1 + \sqrt{c_1^2 + c_2 \left|\frac{dp}{dz}\right|}} \frac{dp}{dz}$$

Damit lautet die eindimensionale DGL der Druckverteilung

$$\frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)^2 + p \frac{d^2p}{dz^2}}{c_1 + \sqrt{c_1^2 + c_2 \frac{dp}{dz}}} = 0$$

entsprechend Gl. (4.8).

11.2 Beschreibung des Programmsystems GIF

Die numerische Lösung der dreidimensionalen Potentialgleichung erfolgt mit dem Programmsystem GIF (s. Abschn. 4.4.1). Das Blockdiagramm in Abb. 11.1 gibt einen Überblick über den Systemablauf, der aus der strengen Trennung der ebenen und räumlichen Behandlung des Strömungsproblems resultiert.

Die das ebene Problem behandelnden Programme LESE und STRUKT arbeiten mit zwei vom Benutzer bereitzustellenden Ausgangsdateien. In GLOBAL sind die x- und y-Koordinaten der Diskretisierungspunkte im globalen Koordinatensystem in aufsteigender Reihenfolge abgespeichert. #DATA1 beinhaltet die Zuordnung der lokalen Elementstruktur für alle Gitterpunkte. Das Hilfsprogramm ORDNE berechnet entsprechend der Struktur von #DATA1 die lokalen Koordinaten und speichert sie in LOKAL um. Mit dem Programm LESE wird die lokale Koeffizientenmatrix der Gl. (4-33) aufgestellt, nach der Quadratwurzel-Methode invertiert und die erzeugte Kehrmatrix in #DATA2 binär abgespeichert. Eine formatfreie Datenübertragung zwischen LESE und STRUKT über #DATA2 wurde gewählt, da sie zu erheblicher Speicherplatz- und Rechenzeitersparnis führt.
Die Kontrolldatei MATI2 enthält die formatierten Koeffizienten und Kehrmatrizen der lokalen Systeme, sowie deren Produkt. Das Hauptprogramm STRUKT liest aus #DATA2 die erzeugten lokalen Kehrmatrizen ein, sortiert sie entsprechend der Gl. (4-38) für alle diskreten Punkte und stellt die Koeffizientenmatrix entsprechend Gl. (4.39) auf. Mit dem schon im Programm LESE angewandten und der neuen Aufgabe angepaßten Invertierungsunterprogramm MATINV wird die Kehrmatrix gebildet und in #DATA3 binär abgelegt. Der Vorteil der bisher erläuterten Programmstruktur liegt in dem einfachen und benutzerfreundlichen Aufbau der Eingangsdateien #DATA1 und GLOBAL.

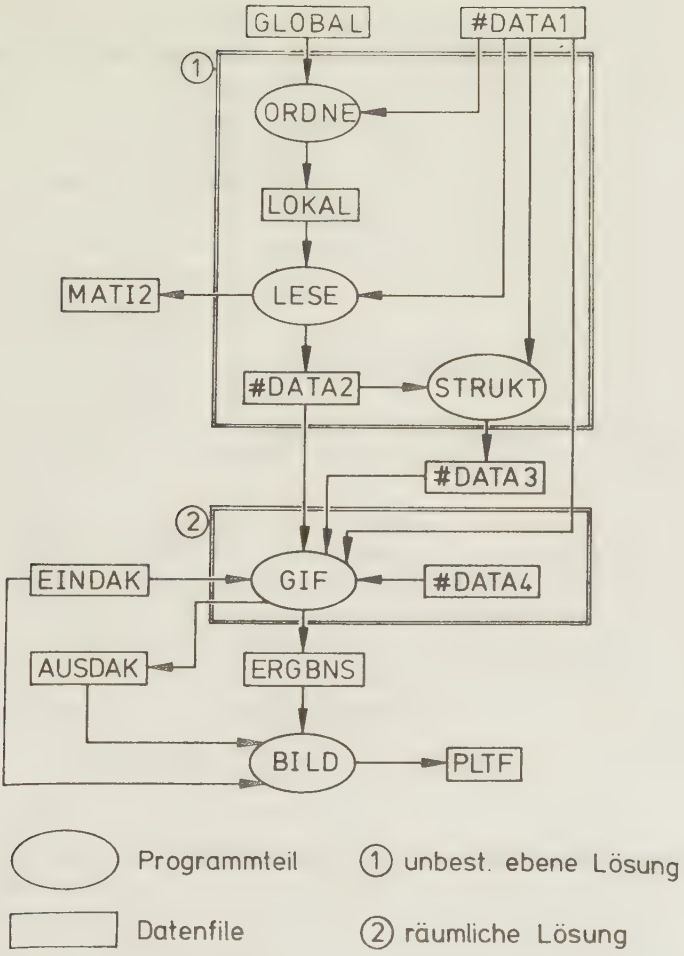


Abb. 11.1: Blockdiagramm des Programmsystems GIF und Datenfluß

Im Hauptprogramm GIF werden nur die Aufrufe der Unterprogramme gesteuert und die aktuellen Parameter aus der Datei EINDAK eingelesen.

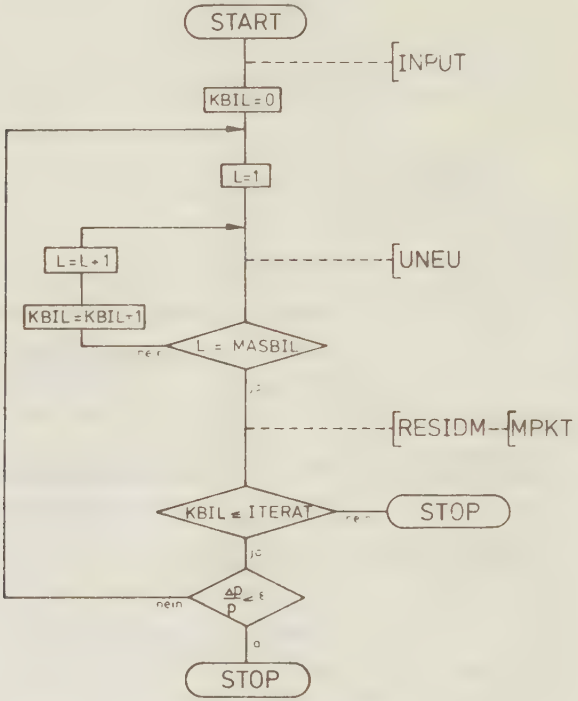


Abb. 11.2: Flußdiagramm des Hauptprogramms GIF

Das Subroutine INPUT dient zum Einlesen der externen Dateien #DATA1, #DATA2, #DATA3 und #DATA4, sowie zum Verbelegen des Feldes U mit einer linearen Druckverteilung für alle Punkte über der Höhe des Reaktors.
Im Subroutine UNEU wird der Potentialsprung am Einspeisestutzen eingearbeitet, und gemäß der Gl. (4-39) eine neue Druckverteilung U_{k+1} durch Multiplikation der Inversen

der Koeffizientenmatrix mit U_k aus #DATA3 ermittelt. Dieser iterative Prozeß wiederholt sich entsprechend der Belegung der Steuerungskonstanten MASBIL.
In MPKT werden für jeden Gitterpunkt die Vektorkomponenten der örtlichen Massenstromdichten unter Einbeziehung vom Lambda dimensionsbehaftet berechnet.
Als charakteristische Größe wird die Gitterkonstante $R_S/20$ für die x- und y-Komponenten der Massenstromdichte eingeführt. Im Unterprogramm RESIDM wird anschließend eine Massenbilanz gezogen.
Durch die Einführung einer Wichtung entsprechend der Diskretisierungsdichte, die in #DATA4 festgehalten ist, konnte die Bilanz erfüllt werden.
Die Überlegungen zur Formulierung eines sinnvollen Abbruchkriteriums führten auf die iterativ ermittelte Druckverteilung zurück.
Die größten relativen Druckschwankungen im berechneten Reaktorvolumen sind am schon betrachteten Punkt 4 der Einspeiseebene zu erwarten. Hieraus folgt, wenn die Berechnung des Druckes bei einem stabilen Lösungsablauf an diesem Punkt konvergiert, gilt dies auch für alle anderen Punkte. Ein aussagefähiges Abbruchkriterium des Druckes in der Einspeiseebene wurde festgelegt zu

$$\frac{(U_4)_k - (U_4)_{k-1}}{(U_4)_k} \quad 100\ \% \leq \varepsilon$$

Der Index k symbolisiert den Iterationsschritt, an dem eine Massenbilanz durchgeführt wurde. Ist das Kriterium erfüllt, werden die aktuellen Größen des Druckes und die Komponenten der örtlichen Massenstromdichten in die Datei ERGBNS binär und formatgebundene Daten in AUSDAK abgelegt.
Das Konvergenzverhalten hängt von den betrachteten Strömungszuständen und den geometrischen Daten der Schüttung ab. Mit ε = 0,5 % waren für die Berechnungen 80 - 160 Iterationen notwendig. Nach diesem Abschnitt liegen die Komponenten der örtlichen Massenstromdichten und das Druckfeld für den betrachteten Reaktorausschnitt vor.
Die Ausdehnung der Lösung auf den gesamten Reaktor wird im Auswertungsprogramm BILD vorgenommen und eine grafische Darstellung des gesamten Strömungsfeldes wird gezeichnet.

11.3 Liste der systematischen Versuchsparameter und Beispiel einer grafischen Darstellung des Auswerteprogramms

In der Liste sind die Massenstromdichteverhältnisse $\dot{m}_p/\dot{m}_z$ aufgeführt.

I Schütthöhe : 250 mm ; H/d_R = 0.99

	d_{Pn} = 2 mm	d_{Pn} = 5 mm	d_{Pn} = 12 mm
1 Einspeis. :	38	-	18;36;72;115
3 Einspeis. :	25	25;38;49	25;35;48
6 Einspeis. :	12	1,5;12	1,5;94

II Schütthöhe : 380 mm ; H/d_R = 1,5

	d_{Pn} = 2 mm	d_{Pn} = 5 mm	d_{Pn} = 12 mm
3 Einspeis. :	25	12;25;38;49;96	25;35;48
6 Einspeis. :	-	6;24;48	6;24;48

III Schütthöhe : 500 mm ; H/d_R=1,98

	d_{Pn} = 2 mm	d_{Pn} = 3.5 mm	d_{Pn} = 12 mm
3 Einspeis. :	25	38	25;35;48

IV Schütthöhe : 800 mm ; H/d_R = 3.16

	d_{Pn} = 5 mm	d_{Pn} = 12 mm
3 Einspeis. :	25;38;49	25;35;49
6 Einspeis. :	6;12;24	1,5;6;24;96

Volumenstromverhältnisse V_p/V_z (m^3/h)

$\dot{m}_p/\dot{m}_z$ =	1,5	3	6	12	24	48	96
3 Einspeisungen: (d_E=30mm)				65/130	100/100	100/50	100/25
6 Einspeisungen: (d_E=30mm)			65/130	100/100	100/50	100/25	200/25
6 Einspeisungen: (d_E=60mm)	65/130	100/100	100/50	100/25	200/25		

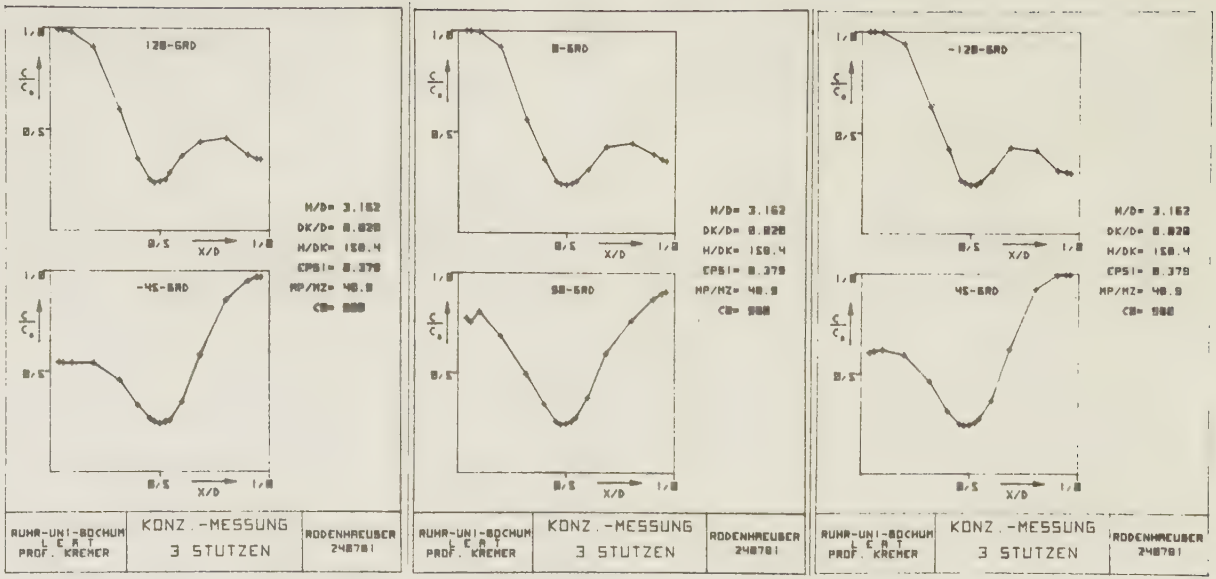


Abb. 11.3: Gemessene Konzentrationsprofile über der Schüttgutoberfläche
Ausgabe der registrierten Werte mit einem Tischcomputer

11.4 Herleitung der DGL des Stofftransports an einem bewegten Kontrollvolumen

Da ein bewegtes System betrachtet wird, muß auch v_x nach dx auf $v_x + dv_x$ angewachsen sein. Für das eindimensionale Problem (x-Richtung) gilt die Bilanzgleichung für die Änderung der Masse im Bilanzgebiet pro Zeiteinheit

$$\frac{d}{dt}\,[c\,dAdx] = (\dot{M}_{Dx} + cv_x dA) - [\dot{M}_{Dx} + d\dot{M}_{Dx} + (c+dc)(v_x+dv_x)dA] \qquad (11.4\text{-}1)$$

$\dot{M}_{Dx}$ ist der durch Diffusion hervorgerufene Massenstrom entgegen der x-Richtung und c wird als Konzentrationsmaß [kg/m³] oder Partikeldichte angesehen. Aus Gl. (11.4-1) folgt

$$\frac{\partial c}{\partial t} = - c\,\frac{dv_x}{dx} - v_x\,\frac{dc}{dx} - \frac{d\dot{m}_{Dx}}{dx} + Q \qquad (11.4\text{-}2)$$

Entsprechende Bilanzen gelten für die beiden anderen Raumrichtungen und man erhält die partielle DGL

$$\frac{\partial c}{\partial t} = - c\,\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) - \left(v_x\,\frac{\partial c}{\partial x} + v_y\,\frac{\partial c}{\partial y} + v_z\,\frac{\partial c}{\partial z}\right)$$
$$- \left(\frac{\partial \dot{m}_{Dx}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{m}_{Dy}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{m}_{Dz}}{\partial z}\right) + Q \qquad (11.4\text{-}3)$$

oder mit vektoriellen Differentialoperatoren geschrieben

$$\frac{\partial c}{\partial t} = - \operatorname{div} \dot{m}_D - (\vec{v}\ \operatorname{grad} c + c \operatorname{div} \vec{v}) + Q \qquad (11.4\text{-}4)$$

Mit Hilfe des Fick'schen Gesetzes für den Diffusionsmassenstrom

$$\dot{m}_D = - D \operatorname{grad} c \qquad (11.4\text{-}5)$$

folgt unter Berücksichtigung der Rechenregeln der Differentialoperatoren

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \operatorname{div} (D \cdot \operatorname{grad} c) - \operatorname{div}\left(c \cdot \vec{v}\right) + Q \qquad (11.4\text{-}6)$$

Lebenslauf

13. Januar 1951	Fritz Rodenhäuser; geboren in Ober-Ramstadt /Hessen
1957 - 1962	Volksschule in Darmstadt
1962 - 1967	Realschule in Darmstadt; Zeugnis der mittleren Reife am 13. Juli 1967
1967 - 1970	mathematisch-naturwissenschaftliches Gymnasium in Darmstadt; Zeugnis der allg. Hochschulreife am 16. Juni 1970
1970 u. 1971	6 Monate Industriepraktikum bei Firma Schenck, Darmstadt Firma Goebel, Darmstadt
1970 - 1976	Studium des allg. Maschinenbaus an der Technischen Hochschule Darmstadt, Diplom-Zeugnis am 6. September 1976
1. Sept. 1976 bis 30. Nov. 1977	wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Kaiserslautern, Fachb. Maschinenwesen (Kraft- und Arbeitsmaschinen)
1. Dez. 1977 bis 31. März 1979	wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Ruhr-Universität Bochum, Abt. Maschinenbau, bei Prof. Dr.-Ing. H. Kremer (Lehrstuhl für Energieanlagentechnik)
seit 1.4.1979	wissenschaftlicher Assistent am gleichen Lehrstuhl

D. GRÄBNER
DISSERTATIONS U. OFFSETDRUCKEREI

Gotenstraße 3
8602 Altendorf bei Bamberg
Telefon: 09545/8791